

Aerodynamische Admittanzansätze zur Böenwirkung auf hohe, schlanke Bauwerke

Vom Fachbereich Bauingenieurwesen der
Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig

zur Erlangung des Grades eines
Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)

genehmigte

Dissertation

von

Dipl.-Ing. Matthias Behrens
aus Wildeshausen

Eingereicht am	21. November 2003
Mündliche Prüfung am	30. April 2004

Vorsitz	Prof. em. Dr.-Ing. Dr.-Ing. E.h. Joachim Scheer
Hauptreferent	Prof. Dr.-Ing. Udo Peil
Korreferent	Prof. em. Dr.-Ing. Hans-Jürgen Niemann
Prüfer	Prof. Dr.-Ing. Hocine Oumeraci

Die Dissertation wird von der Universitätsbibliothek Braunschweig unter der Adresse
<http://www.biblio.tu-bs.de/ediss/data/>
in elektronischer Form veröffentlicht.

VORWORT

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Stahlbau der Technischen Universität Braunschweig. Die Arbeit wurde im Wesentlichen finanziert durch ein von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) gefördertes Forschungsprojekt.

Mein herzlichster Dank gilt meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr.-Ing. Udo Peil, der mir die Möglichkeit gab, bei ihm zu promovieren. Mit seiner angenehmen, überaus freundlichen Art war er stets zu lehrreichen und motivierenden Diskussionen bereit, die aufgrund seiner Erfahrung als bedeutender Ingenieur insbesondere im Stahlbau und Windingenieurwesen sehr zum Gelingen der vorliegenden Arbeit beitrugen. Seine Initiative zur großzügigen Erweiterung der „weltweit größten“ Windmessenanlage am Mast Gartow II war der Katalysator des Forschungsprojekts.

Den Mitgliedern der Prüfungskommission danke ich für die angenehme Atmosphäre während meiner Promotionsprüfung. Herrn Prof. Dr.-Ing. Hans-Jürgen Niemann, Ruhr-Universität Bochum, möchte ich für die Übernahme des Korreferats außerordentlich Dank sagen. Wegen seiner hervorragenden Reputation als Windingenieur ehrt mich sein Interesse an meiner Arbeit.

Ohne den tatkräftigen, geschickten und besonnenen Einsatz von Herrn Stephan Amelung, Werkstattmeister am Institut für Stahlbau, wäre die Montage der Fassadenelemente am Mast Gartow sowie die Installation des Messequipments kaum denkbar gewesen. Dafür mein aufrichtiger Dank.

Meinem Freund Dr.-Ing. Milad Mehdiانpour danke ich für seine tiefgehende Auseinandersetzung mit meiner Arbeit. Einige seiner Tipps und Hinweise flossen ein.

Meinen ehemaligen Kollegen am Institut für Stahlbau danke ich für die wohlige Arbeitsatmosphäre, sodass ich die Zeit am Institut nicht missen möchte.

Meinen Eltern danke ich für ihre immerwährende liebevolle Unterstützung.

Meiner Freundin Nicole Grosche danke ich für ihre schier unendliche Nachsicht und Rücksichtnahme in den vergangenen Monaten. Ich hoffe, ich kann davon einiges zurückgeben.

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	I
---------------------------------	----------

Nomenklatur.....	V
-------------------------	----------

Kapitel 1

Einführung	1
-------------------------	----------

1.1	Motivation.....	1
1.2	Zielsetzung und Vorgehensweise	4

Kapitel 2

Stochastische Erreger- und Antwortprozesse.....	7
--	----------

2.1	Definition des stochastischen Windprozesses.....	7
2.2	Stationäre Zufallsprozesse	7
2.2.1	Statistische Beschreibung im Zeitbereich	7
2.2.2	Statistische Beschreibung von Extremwerten	9
2.2.3	Statistische Beschreibung im Frequenzbereich.....	10
2.3	Übertragung von Zufallsprozessen	11
2.3.1	Aerodynamische Übertragung (Admittanz).....	11
2.3.2	Lineare Übertragung: single-input/single-output model.....	12
2.3.3	Lineare Übertragung: multiple-input/single-output model	13
2.3.4	Nichtlineare Übertragung.....	17
2.4	Fehler bei der Auswertung von Zufallsprozessen.....	20
2.4.1	Grundlegendes	20
2.4.2	Statistische Fehler	20

Kapitel 3

Messungen windinduzierter Erreger- und Antwortprozesse.....	23
--	-----------

3.1	Intention der Naturmessungen	23
3.2	Messequipment am Mast Gartow	25
3.2.1	Messungen des turbulenten Windfeldes und der resultierenden Mastantworten.....	25
3.2.2	Messungen zur Identifizierung aerodynamischer Übertragungsfunktionen	26
3.3	Erfassung und Auswertung der Naturmessdaten	30
3.4	Messungen im Windkanal.....	33
3.4.1	Mastmodell mit Messequipment, Versuchsdurchführung	33
3.4.2	Beeinflussung der Strömung an den Auslegerenden durch den Mastschaft.....	35

Kapitel 4

Charakteristika des natürlichen Windes.....37

4.1	Wind in der atmosphärischen Grenzschicht	37
4.2	Turbulente Grenzschichtströmung.....	38
4.3	Ingenieurmodell der Windturbulenz.....	40
4.4	Beschreibung der turbulenten Windstruktur.....	42
4.4.1	Einführung	42
4.4.2	Profile der mittleren Windgeschwindigkeit.....	42
4.4.3	Turbulenzintensitäten	45
4.4.4	Verteilungen der Geschwindigkeitskomponenten.....	47
4.4.5	Korrelationsfunktionen	47
4.4.6	Integrale Längenmaße	48
4.4.7	Leistungsspektren	50
4.4.8	Kohärenzfunktionen	53

Kapitel 5

Aerodynamische Belastung.....55

5.1	Erregermechanismen	55
5.1.1	Böenerregung.....	55
5.1.2	Wirbelerregung quer zur Hauptwindrichtung.....	56
5.1.3	Galopping-Erregung	57
5.2	Umströmung nicht-strömungsschlüpfiger Körper (<i>bluff bodies</i>)	58
5.2.1	Definition.....	58
5.2.2	Umströmung rechteckiger Baukörper.....	59
5.2.3	Umströmung des verkleideten Abschnittes des Gartow-Mastes am Modell.....	63
5.2.4	<i>Rapid-Distortion-Theory</i>	64
5.2.5	<i>Computational-Fluid-Dynamics</i> Methoden.....	67

Kapitel 6

Quasi-stationäres Modell der aerodynamischen Admittanz69

6.1	Einführung	69
6.2	Windkräfte auf ein starres Bauwerk	69
6.3	Windkräfte auf ein elastisches Bauwerk.....	75
6.4	Validierung aerodynamischer Admittanzansätze	76
6.4.1	Theoretische Überlegungen	76
6.4.2	Vergleich gemessener und “quasi-statisch“ geschätzter Windkräfte	80
6.4.3	Einfluss der lateralen Turbulenz auf die Lebensdauer eines Bauwerks	84
6.4.4	Einfluss des quasi-stationären Windlastansatzes auf die Bauwerksantworten.....	85
6.4.5	Beurteilung aerodynamischer Admittanzansätze.....	87
6.5	Korrelationen von Komponenten der aerodynamischen Admittanz.....	88

Kapitel 7**Frequenzabhängiges Modell der aerodynamischen Admittanz.....93**

7.1	Einführung	93
7.2	Kohärenzen der aerodynamischen Übertragung	93
7.2.1	Gewöhnliche Kohärenz	93
7.2.2	Multiple und partielle Kohärenz	97
7.3	Aerodynamische Admittanz	101
7.3.1	Admittanzansätze in der Literatur	101
7.3.2	Turbulenzkonditionierte Admittanzen aus Messungen	105
7.4	Turbulenzkonditionierte Winddruck- und Windkraftspektren	111
7.4.1	Lineare Übertragung der Turbulenzkomponenten	111
7.4.2	Lineare und nichtlineare Übertragung der Turbulenzkomponenten	113

Kapitel 8**Verteilungen von Windkräften.....123**

8.1	Wahrscheinlichkeitsverteilungen	123
8.2	Methoden zur Bestimmung von Bemessungswindlasten	128
8.3	Extremwertanalysen aerodynamischer Beiwerte	131
8.3.1	Statistische Grundlagen	131
8.3.2	Verteilung der absoluten Extremwerte einzelner Messschriebe	132
8.3.3	Verteilung der m -größten Extremwerte eines Messschriebes	135
8.3.4	Festlegung von Bemessungswindlasten	137

Kapitel 9**Korrelationen von Windkräften.....139**

9.1	Luv-Lee-Korrelation	139
9.1.1	Messergebnisse	139
9.1.2	Einfluss leeseitig wirkender Windkräfte auf den Windlastansatz	142
9.2	Vertikale Korrelationen	146
9.2.1	Korrelationsfunktionen	146
9.2.2	Kohärenzen	149

Kapitel 10**Resümee und Ausblick153**

total: 157

Literatur.....	L1 bis L10 (10 Seiten)
-----------------------	----------------------------------

Anlagen

3.1	Übersichtszeichnung des verkleideten Mastabschnitts.....	A1
3.2	Detailzeichnungen des verkleideten Mastabschnitts	A2
6.1	Auswirkungen diverser Vereinfachungen des Windlastansatzes - theoretische Untersuchung	A3
6.2	Auswirkungen diverser Vereinfachungen des Windlastansatzes - experimentelle Untersuchung.....	A4
6.3	Gemessene und geschätzte aerodynamische Belastung	A5
6.4	Verteilungen aerodynamischer Kraftbeiwerte für ein Windkanalmodell des Mastes Gartow infolge Windrichtungsschwankungen.....	A6
6.5	Korrelationsfunktionen zwischen Winddrücken und Turbulenzkomponenten	A7
		(7 Seiten)

Nomenklatur

Allgemein

f	Frequenz
Im	imaginäre Komponente einer komplexen Zahl
Re	reale Komponente einer komplexen Zahl
t	Zeit
T	Zeitdauer, -abschnitt
τ	Zeitverschiebung, Korrelationsweite

Statistische Parameter

... zur Beschreibung einer stochastischen Größe x oder von zwei Zufallsgrößen x und y .

a	Kehrwert der Streuung θ der GUMBEL-Verteilung ($1/a = \theta$)
$b_{\hat{\phi}}$	systematischer Fehler bei der Schätzung des wahren Parameters ϕ (Bias)
g	Spitzenfaktor
$Co_{xy}(f)$	Koinzidenz-Spektrum
$ H(f) ^2$	Admittanz oder Übertragungsfunktion
$K_{xx}(\tau)$	Autokorrelationsfunktion
$K_{xy}(\tau)$	Kreuzkorrelationsfunktion
$Qu_{xy}(f)$	Quadratur-Spektrum
$S_{aa}(f)$	Störanteil des Ausgangsspektrums
$S_{xx}(f)$	Autoleistungsspektrum
$S_{vv}(f)$	kohärenter Anteil des Ausgangsspektrums
$S_{xy}(f)$	Kreuzleistungsspektrum
$p(x)$	Verteilungsdichte
$P(x)$	Verteilungsfunktion
s_x	empirische Standardabweichung
$s_{\bar{x}}^2$	empirische Varianz
U	Modalwert der GUMBEL-Verteilung ($U \equiv \xi$)
\bar{x}	Mittelwert
x'	Schwankungsanteil
$x_{2:1}$	der mit x_1 kohärente Anteil von x_2
$x_{2\cdot 1}$	der mit x_1 inkohärente Anteil von x_2
$\gamma_{\bar{y}}^2(f)$	(gewöhnliche) Kohärenz
$\gamma_{y \cdot x}^2(f)$	multiple Kohärenz
$\gamma_{2y \cdot 1}^2(f)$	partielle Kohärenz für die Eingangsgrößen x_1 und x_2
ε	normalisierter Fehler
θ	Streuung der GUMBEL-Verteilung ($\theta = 1/a$)

ν	mittlere Frequenz der Maxima eines stationären Prozesses
ξ	Modalwert der GUMBEL-Verteilung ($\xi \equiv U$)
Π	charakteristisches Produkt der GUMBEL-Verteilung ($\Pi = a U$)
$\sigma_{\hat{\phi}}$	zufälliger Fehler bei der Schätzung des wahren Parameters ϕ
ϕ	zu schätzender wahrer Parameter

Turbulente Strömung und aerodynamische Belastung

B	Bandbreitenmaß des Wirbelablöseprozesses
c_f	aerodynamischer Kraftbeiwert für eine Querschnittsseite eines Körpers
c_D, c_L	aerodynamische Beiwerte für den Widerstand D und den Quertrieb L eines Körpers
c_F	aerodynamischer Kraftbeiwert
c_p	aerodynamischer Druckbeiwert
C_{u_i}	<i>Decay</i> -Parameter der Kohärenzen der Geschwindigkeitskomponenten $u_i = u, v, w$
d_0	Nullebenenverschiebung des vertikalen Windprofils
d	aerodynamische Querschnittsabmessung
D, L	Widerstand D (engl.: Drag) und Quertrieb L (Lift) eines angeströmten Körpers
f_c	Coriolisparameter
f_S	Strouhalfrequenz
F	Windkraft F (engl.: Force) auf einen angeströmten Körper
Gk	Geländekategorie
I_u, I_v, I_w	Turbulenzintensitäten der Geschwindigkeitskomponenten $u_i = u, v, w$
k_r	Geländefaktor nach EC 1-2-4
$x_i L_{u_i}$	9 Integrallängenmaße L der Turbulenz; Geschwindigkeitskomponenten $u_i = u, v, w$; kartesische Koordinatenrichtungen $x_i = x, y, z$
L_S	Quertriebskraft infolge Wirbelerregung
p	Winddruck
$u_i = u, v, w$	longitudinale (u), laterale (v) und vertikale (w) Geschwindigkeitskomponente
u_τ	Schubspannungsgeschwindigkeit
Re	Reynoldszahl
St	Strouhalzahl
T_{u_i}	3 Zeitmaße T der Turbulenz; Geschwindigkeitskomponenten $u_i = u, v, w$
W	resultierender Geschwindigkeitsvektor
z	Höhe über Grund
z_0	Rauigkeitslänge
z_G	Dicke der atmosphärischen Grenzschicht
α	Exponent des Potenzgesetzes zum Profil der mittleren Windgeschwindigkeiten
κ	KARMANSche Konstante
φ	Windrichtungswinkel
φ_K	Windrichtungswinkel im Windkanal
ρ	Luftsdichte

Kapitel 1

Einführung

1.1 MOTIVATION

Windeinwirkungen verursachen weltweit Versicherungsschäden in einer Größenordnung von ca. 10 Milliarden Euro p. a.; die volkswirtschaftlichen Schäden liegen sogar noch etwa 6-mal höher [MÜNCH 2001]. Die Schäden resultieren aus Extremwindeinwirkungen sowie insbesondere bei windsensitiven Bauwerken in zunehmendem Maße aus Materialermüdung. Dabei ist oftmals der böige (turbulente) Wind die ursächliche Einwirkung. Diese Schwingungsanregung tritt bei allen Windstärken auf, sodass eine akkumulative Schädigung kritischer Kerbdetails im Laufe von Jahren oder Jahrzehnten auftreten kann. So wurden in der Vergangenheit beispielsweise auf Böenerregung zurückzuführende Ermüdungsschäden an Lichtmasten festgestellt [PEIL 2002a, GILA 2000]. CIESIELSKI [1992] und LAIHO [1999] berichten über böenbedingte Schadensfälle an abgespannten Masten. Der mit der Entwicklung hochfester Baustoffe und leistungsstarker Rechenmethoden einhergehende Trend zu leichteren und filigraneren Tragwerken macht eine möglichst realistische Beschreibung des dynamischen Charakters der böigen Windeinwirkungen auf Bauwerke unerlässlich. Dem entwerfenden Ingenieur sollten praktikable Windlastansätze beiseite stehen, die einerseits wirtschaftliche Aspekte befriedigen, andererseits ein hinreichend hohes Maß an Sicherheit für den Menschen gewährleisten.

Abb. 1.1 zeigt die Modellkette zur Ermittlung windinduzierter Systemantworten eines Tragwerks. Für die sichere Bemessung schwingungsfähiger Bauwerke infolge Böenwirkung ist ein möglichst exaktes Modell zur aerodynamischen Übertragung, welche durch die NAVIER-STOKES-Gleichungen der Strömungsmechanik beschrieben wird, erforderlich. Gleiches gilt natürlich für das mechanische Übertragungsmodell basierend auf den Schwingungsdifferentialgleichungen. Wegen der komplexen Strömung-Bauwerk-Interaktion ist die Angabe der auf ein Tragwerk wirkenden dynamischen Windlasten jedoch oftmals nicht unproblematisch. Deren wirklichkeitsnahe Beschreibung ist derzeit auf theoretisch-analytischem Wege nur in überschaubaren Fällen möglich. *Computational-Fluid-Design* (CFD) unterstützte Berechnungen können zwar hilfreich sein, die für eine Bemessung maßgebenden Strömungseigenschaften in der Umgebung nicht-strömungsschlüpfiger Bauwerksformen werden damit jedoch häufig nicht hinreichend genau erfasst. Nach wie vor finden daher viele Untersuchungen auf dem Gebiet des Windingenieurwesens im Grenzschichtwindkanal statt. Naturmessungen, wie sie beispielsweise vom Institut für Stahlbau der TU Braunschweig am 344 m hohen Mast Gartow II seit 1989 durchgeführt werden (Abb. 1.2), bleiben allein schon deswegen unverzichtbar, um die aus den Windkanalversuchen abgeleiteten empirischen oder semi-empirischen Modelle hinsichtlich ihrer Anwendbarkeit in der Natur zu validieren. Die am Mast Gartow installierte Messanlage erfasst im

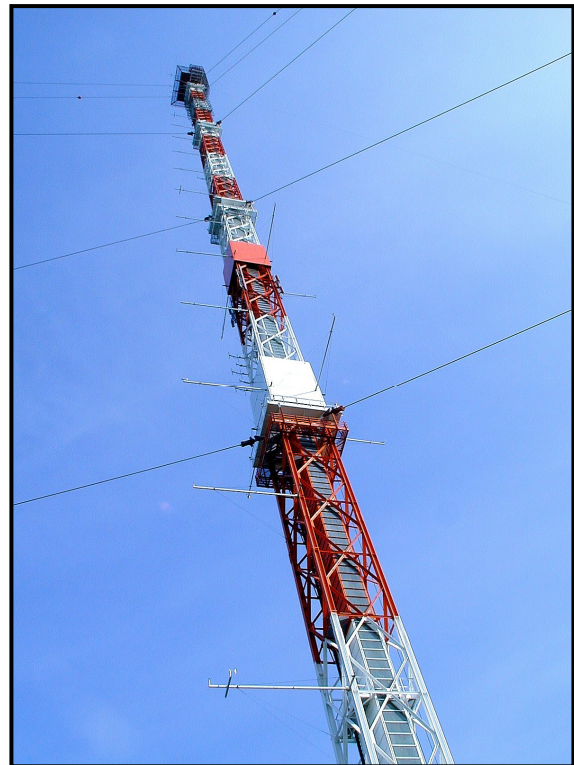
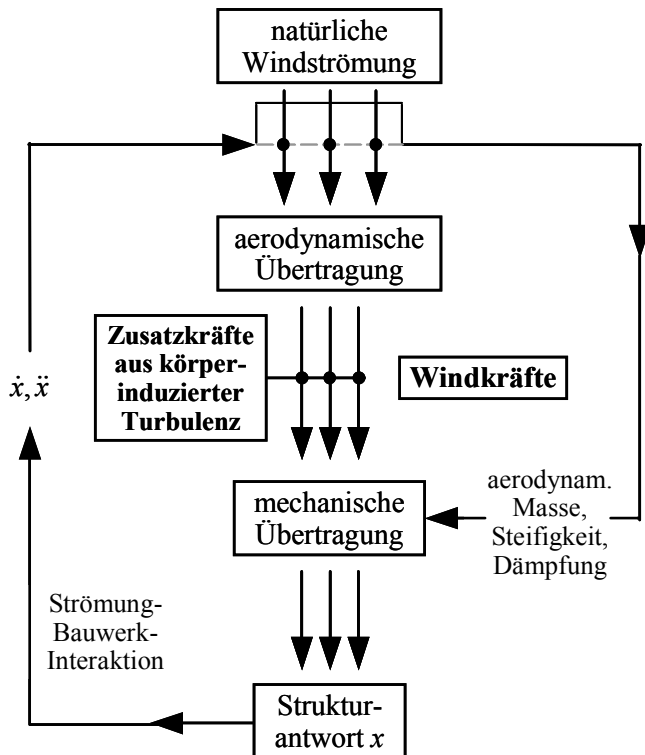


Abb. 1.1 Modellkette Windturbulenz-Strukturantwort
[NIEM 2003]

Abb. 1.2 Mast Gartow II

Dauerbetrieb zeitgleich das Windfeld und die resultierenden Systemantworten [NÖLLE 1991, TELL 1998]. Seit 2001 werden ergänzend Messungen der Windkräfte und -drücke durchgeführt [PEIL 2002b].

Der turbulente Wind mit longitudinalen (in Hauptwindrichtung) sowie dazu in horizontaler Richtung senkrechten, lateralen Geschwindigkeitskomponenten regt hohe, schlanke Bauwerke wie Wolkenkratzer, Maste und Türme zu stochastischen Schwingungen an. Die Beschreibung der auf solche Tragwerke in turbulenter Strömung wirkenden dynamischen Windlasten und der resultierenden Systemantworten stellt die klassische Aufgabenstellung des Windingenieurwesens dar. Hierzu wurden in den vergangenen Jahrzehnten unzählige Arbeiten abgeliefert [SIMIU 1973, 1980, KARE 1980, 1992, NIEM 1990, NÖLLE 1991, YOUNG 1997, PEIL 1998, SOLA 1988, 1993 u. v. m.]. Schon die Anzahl der Arbeiten zeigt an, dass das Problem auch heutzutage noch von vielen Forschern als nicht abschließend gelöst angesehen wird.

Entscheidend für die dynamische Reaktion schwingungsfähiger Hochbauten infolge Böenerregung ist die *aerodynamische Admittanz*, welche die räumlich-zeitliche Übertragung der turbulenten Anströmung auf die Windeinwirkungen auf einen Körper bzw. ein Bauwerk beschreibt. Die Angabe entsprechender Übertragungsfunktionen war ebenfalls Gegenstand zahlreicher Veröffentlichungen. Die meisten davon basieren auf Versuchen im Windkanal, demgegenüber liegen ungleich weniger Naturmessungen zugrunde [HOLM 1976, BRUST 1981, MAIER 1988, LETCH 1993, GEUR 1997, HOXEY 1999, BAKER 2001]. In Feldversuchen werden gemeinhin die Winddrücke an diskreten Orten der Bauwerks Oberfläche gemessen, diese entsprechend ihrer angenommenen Einflussflächen gewichtet und schließlich die resultierenden Windkräfte definiert. Eine solche Vorgehensweise erfordert insbesondere im Bereich großer Druckgradienten den Ein-

satz einer Vielzahl von Sensoren. Es bleibt jedoch stets eine gewisse Ungenauigkeit bei der Zuordnung der nicht exakt bekannten Einflussflächen bzw. bei der Wichtung der punktuell gemessenen Drücke.

Bei einer konventionellen Bemessung von Hochbauten wird allein die longitudinale Turbulenzkomponente angesetzt. Insbesondere viele ältere Arbeiten beschränken sich auf die Betrachtung der longitudinalen Turbulenz bzw. des Betrags des Windgeschwindigkeitsvektors. Laterale Erregerkräfte bzw. Systemantworten werden zwar registriert, der Einfluss der Windrichtungsschwankungen auf die resultierenden Windkräfte wird jedoch meist nicht explizit behandelt. Obwohl in den letzten Jahren einige Forschungsarbeiten speziell zur Beschreibung böeninduzierter Systemantworten quer zur Hauptwindrichtung erschienen sind, findet man Modelle zur Berücksichtigung der lateralen Turbulenz derzeit nur in wenigen Regelwerken (u. a. in Japan und Australien) verankert, wogegen beispielsweise amerikanische [ASCE 7-95] und europäische [EC 1-2-4] Normen allein die Einwirkungen in Hauptwindrichtung beschreiben; vgl. KIJIE [1998]. Eurocode 3-7 zur Bemessung von Türmen, Masten und Kaminen sieht nur für stark unsymmetrische Querschnitte bzw. für Anbauten, welche signifikante Lateral- und Torsionseinwirkungen bedingen, stark vereinfachende Regeln zum Ansatz lateraler Windkräfte vor. Wie Messungen am Mast Gartow und parallele theoretische Untersuchungen zeigen, hat die Vernachlässigung der lateralen Komponente jedoch erheblichen Einfluss auf die Querschwingungen und damit auf die Lebensdauer hoher, schlanker Bauwerke [BEHR 2003].

In der Regel werden die dynamischen Windwirkungen ausgehend von zeit- und frequenzunabhängigen aerodynamischen Widerstands- und Quertriebsbeiwerten auf der Basis eines *quasi-stationären Admittanzansatzes* ermittelt. Den verschiedenen Admittanzmodellen liegen indes zum Teil erheblich von der Realität abweichende Idealisierungen zugrunde: Der Zusammenhang zwischen den Windrichtungsschwankungen und den meist richtungsabhängigen aerodynamischen Kraftbeiwerten wird linearisiert, indem der oft stark nichtlineare Beiwerteverlauf beispielsweise mittels Entwicklung in eine Taylorreihe mit Abbruch nach dem ersten Glied approximiert wird; Schwankungsterme der Geschwindigkeitskomponenten von höherer Ordnung werden vernachlässigt [KAWAI 1983, LETCH 1993]. Diese Vereinfachungen können insbesondere in hochturbulenter Strömung zu einem beträchtlichen Fehler bei der Angabe fluktuierender Windkräfte führen. Zudem zeigen diverse Modell- und Naturversuche, dass die Annahme einer von der Frequenz unabhängigen Übertragung nicht für das gesamte Frequenzband gerechtfertigt ist [VICK 1972, HUNT 1990, HÖLS 1993, PEIL 2003a]. Quasi-stationäre Ansätze beschreiben vor allem die Windwirkungen in Querschnittsbereichen in abgelöster Strömung nur unzureichend. Die Angabe von Extremwerten ausgehend von GAUSS-verteilten Windkräften kann hier zu groben Fehlern bei der Bemessung führen [PETE 1975, COOK 1990].

Die angeführten Vereinfachungen der Admittanzansätze sind in den Modellen der meisten Windlastnormen impliziert. Daraus resultieren Ungenauigkeiten bei der Angabe von Bemessungswindlasten, was Fragen nach der Standsicherheit schwingungsfähiger Hochbauten aufwirft.

1.2 ZIELSETZUNG UND VORGEHENSWEISE

Die dieser Arbeit zugrunde liegenden Untersuchungen zielen auf die realitätsnahe Beschreibung der Böenwirkungen auf hohe, schlanke Bauwerke, um deren stochastisch-räumliche Schwingungen verlässlich vorhersagen zu können. Basierend auf den Gartow-Messungen wird zunächst auf die Charakteristika der böigen Windstruktur eingegangen. Vorrangiges Ziel ist es jedoch, durch die simultane Messung der turbulenten Anströmung sowie der an der Bauwerksoberfläche wirkenden Winddrücke und -kräfte aerodynamische Übertragungsfunktionen für verschiedene Anströmsituationen zu identifizieren. In diesem Zusammenhang werden bekannte Admittanzansätze validiert. Effekte wie Wirbelablösungen und aeroelastische Instabilitäten stehen nicht im Vordergrund der Analysen; sie werden allerdings an gegebener Stelle kurz beschrieben. Der Einfluss der aerodynamischen Dämpfung auf die Tragwerksschwingungen wird angerissen.

Zur Erfassung der auf der Bauwerksoberfläche wirkenden Windkräfte und -drücke wurde die Windmessanlage Gartow im Jahre 2001 großzügig erweitert. Der Mastschaft wurde auf zwei Ebenen (+65 m und +104 m) über eine Fläche von insgesamt 360 m² mit außen glatten Fassadenelementen partiell verkleidet (Abb. 1.2). An den vier Mastseiten sind auf jeder Ebene drei 3,0 x 5,0 m große Elemente unmittelbar übereinander angeordnet. Die mittleren Fassadenelemente lagern in horizontaler Richtung auf hochpräzisen Kraftmesszellen, welche die auf diese Messelemente wirkenden Windkräfte erfassen. Damit ist die unsichere Wichtung diskreter Winddrücke zur Beschreibung der auf eine Fläche wirkenden Windlasten nicht erforderlich. Vergleichbare Naturmessungen sind dem Autor nicht bekannt. Das ungestörte Strömungsfeld, die auf die Fassaden wirkenden Windkräfte sowie die Systemantworten des Mastes werden simultan erfasst. Die einzelnen Modelle nach Abb. 1.1 können nun unabhängig voneinander untersucht werden. Wegen der multiplikativen Verknüpfung der Einzelzuverlässigkeiten der Bausteine der Modellkette ist gegenüber bisherigen Vorhersagen eine deutlich verbesserte Zuverlässigkeit der Gesamtprognose windinduzierter Systemantworten zu erwarten.

Basierend auf den durchgeführten Messungen lässt sich die in Kap. 1.1 aufgeworfene Frage, inwieweit die den Normansätzen zur aerodynamischen Übertragung zugrunde liegenden Vereinfachungen die sichere Bemessung von Hochbauten gewährleisten, beantworten. Der Einfluss diverser Vereinfachungen der konventionellen Admittanzansätze, wie die Linearisierung der Windturbulenz-Windkraft-Beziehung, auf die Größe der dynamischen Windlasten wird quantifiziert. In der Literatur sind recht unterschiedliche Ansätze zur Erfassung der lateralen Turbulenz zu finden, die zudem häufig nicht durch Naturmessungen abgesichert sind. Die Qualität diverser Admittanzansätze sowohl für die longitudinale als auch für die laterale Turbulenzkomponente wird beschrieben. Ausgehend von den gewonnenen Admittanzmodellen lassen sich die theoretisch ermittelten räumlichen Mastschwingungen mit den gemessenen Systemantworten vergleichen.

Die Modellierung frequenzabhängiger Admittanzfunktionen entsprechend der multivariaten Übertragung des stochastischen Windprozesses erfolgt durch ein zeitinvariantes System, wobei nach der Systemtheorie die physikalischen Zusammenhänge anonym bleiben ("black-box"). Es wird unterschieden zwischen linearen und nichtlinearen Admittanzanteilen. Ausgehend von longitudinalen und lateralen Geschwindigkeitsspektren werden die Spektren der böeninduzierten Windkräfte geschätzt. Modellstörungen wie Wirbelablösungen und Nachlaufturbulenzen werden

nicht beachtet. Das zugrunde gelegte Übertragungsmodell ist allein auf die Windkräfte infolge Böenerregung konditioniert [HÖLS 1993]. Anhand der Untersuchungen lässt sich die Güte eines *instationären Stromfadenmodells* aufzeigen, welches nur die Turbulenzkomponenten in Höhe des betrachteten Körperabschnitts berücksichtigt.

Da die auf die Fassadenflächen wirkenden Windlasten für jede Mastseite separat erfasst werden, können die Messergebnisse unter anderem für eine sichere und wirtschaftliche Bemessung von windbeanspruchten Fassaden- oder Dachelementen verwendet werden. So werden in dieser Arbeit Extremwertanalysen entsprechender aerodynamischer Beiwerte vorgestellt. Es wird gezeigt, dass insbesondere die Extremwerte der auf leeseitige Fassadenbereiche wirkenden Windkräfte durch die üblichen Ansätze deutlich unterschätzt werden.

Der Korrelationskoeffizient zwischen den Druckschwankungen auf der Vorder- und Rückseite eines Körpers ist oftmals deutlich kleiner als Eins. Gegenüber der Annahme vollkorrelierter luv- und leeseitiger Windkräfte treten bei Beachtung dieses Korrelationseffekts beachtliche Abminderungen bei der Angabe der auf ein Bauwerk wirkenden dynamischen Windlasten auf. Es wird untersucht, ob die bekannten Ansätze zur Luv-Lee-Korrelation (siehe z. B. SIMIU [1980]) die Realität wiedergeben.

Die komplexe Windstruktur ist durch strenge Modelle nicht zu erfassen. Semi-empirische Ansätze bzw. Ingenieurmodelle genügen indes zur Beschreibung der Windstruktur und der resultierenden Windkräfte. Als Maß für die Güte eines Modells wird im Rahmen dieser Arbeit vor allem die Approximation mit gemessenen Größen gesehen. Dieser Maxime folgend, wird auf bekannte Modelle zu den Turbulenzeigenschaften, zur aerodynamischen Übertragung sowie zu den böeninduzierten Windkräften zurückgegriffen. Diese Ansätze werden mit den am Mast Gartow gewonnenen Messergebnissen verglichen und auf dieser Grundlage gegebenenfalls modifiziert.

Kapitel 2

Stochastische Erreger- und Antwortprozesse

2.1 DEFINITION DES STOCHASTISCHEN WINDPROZESSES

Der atmosphärische Wind ist eine turbulente Grenzschichtströmung (Kap. 4). Eine Definition der *Turbulenz* formuliert HINZE [1975]: “Die turbulente Strömungsbewegung ist ein unregelmäßiger Prozess, in welchem die verschiedenen Größen zufälligen Veränderungen in Zeit und Raum unterliegen, sodass klare statistische Mittelwerte festgestellt werden können.“ Da sowohl das Auftreten eines Windereignisses als auch dessen zeitlicher Ablauf zufällig sind, spricht man von einem stochastischen Prozess. Windfluktuationen regen insbesondere schlanke Tragwerke zu Schwingungen an. Die dynamischen Systemantworten sind dann ebenfalls stochastischer Natur.

Stochastische Prozesse können nicht mit deterministischen Parametern beschrieben werden. Man bedient sich daher der Methoden der Statistik und Wahrscheinlichkeitstheorie. Zwar kann die dynamische Systemantwort eines einzelnen Ereignisses als Funktion der Zeit angegeben werden, ein solcher Antwortzeitverlauf lässt jedoch im Allgemeinen keine sichere Aussage über das Systemverhalten zu anderen Zeitpunkten zu. Zukünftige Ereignisse unterliegen keiner Gesetzmäßigkeit, sodass sich die Bewertung von Grenzzuständen (z. B. Ermüdungs- oder Gewaltbruch) als probabilistisches Problem darstellt. Ausgehend von statistischen Größen lässt sich die Wahrscheinlichkeit für das Erreichen oder Überschreiten bestimmter Niveaus berechnen.

2.2 STATIONÄRE ZUFALLSPROZESSE

2.2.1 Statistische Beschreibung im Zeitbereich

Betrachtet werde eine Schar (ein Ensemble) von n zeitabhängigen Zufallsfunktionen $x(t)$, die zu ein und demselben eindimensionalen stochastischen Prozess $X(t)$ entsprechend der Gesamtheit der Realisationen $x(t)$ gehören. Um mit hinreichender Aussagekraft auf eine bestimmte Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines zukünftigen Ereignisses schließen zu können, ist es erforderlich, dass alle nötigen statistischen Parameter zur Beschreibung des Prozesses $X(t)$ entweder mittels Ensemblemittelung aus einer hinreichend großen Anzahl von untereinander unabhängigen Realisationen $x(t)$ geschätzt oder aus einem einzigen bekannten Zeitintervall abgeleitet werden können. Letzteres ist die Prämisse für die Beschreibung von Windmessungen in der Natur. Voraussetzung dafür ist, dass der auszuwertende Zufallsprozess in statistischer Hinsicht sowohl stationäre als auch ergodische Eigenschaften aufweist [FISCH 1999]. Ist dies der Fall, kann

mittels einer einzigen, genügend langen Realisation $x(t)$ der Zufallsprozess $X(t)$ vollständig statistisch beschrieben werden.¹

In der praktischen Anwendung müssen die statistischen Kenngrößen von $X(t)$ aus der begrenzt zur Verfügung stehenden Datenmenge geschätzt werden. Im Weiteren werden für die aus der Stichprobe (der Realisation $x(t)$) berechneten empirischen Kenngrößen ausschließlich erwartungstreue Schätzungen verwendet. Erwartungstreu bedeutet, dass der geschätzte Erwartungswert zum wahren Erwartungswert konvergiert; der Bias (Verzerrung) verschwindet (Kap. 2.4). Der Erwartungswert der deterministischen Funktion $g(x) = x^k$ der Zufallsfunktion $x(t)$ wird als Moment k -ter Ordnung bezeichnet. Die statistischen Momente sind charakteristische Parameter der Wahrscheinlichkeitsdichte, sie legen einen stationären Prozess eindeutig fest. In der praktischen Anwendung werden oft nur die ersten beiden Momente der Zufallsfunktion ermittelt: der Mittelwert \bar{x} und die Varianz s_x^2 bzw. deren Quadratwurzel, die Standardabweichung s_x . Damit wird beispielsweise die zweiparametrische Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion nach GAUSS eindeutig beschrieben.

Nachfolgend sind einige wichtige statistische Kenngrößen und Funktionen zur Beschreibung stationärer Zufallsprozesse zusammengestellt.² Einige der angeführten Größen beziehen sich auf zweidimensionale Prozesse mit gleichzeitig auftretenden Zufallsfunktionen $x(t)$ und $y(t)$. Auf ausführliche Erläuterungen hierzu wird verzichtet. Diesbezüglich sei auf FÁBI [1973], FISCH [1999] und BEND [2000] verwiesen.

- Mittelwert
$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i$$
- Varianz
$$s_x^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2$$
- Kovarianz
$$s_{xy}^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})$$
- Autokorrelationsfunktion
$$K_{xx}(r \Delta t) = \frac{1}{N-r} \sum_{i=1}^{N-r} x_i x_{i+r} \quad r = 0, 1, \dots, m \text{ mit } m < N$$
- Kreuzkorrelationsfunktion
$$K_{xy}(r \Delta t) = \frac{1}{N-r} \sum_{i=1}^{N-r} x_i y_{i+r} \quad r = 0, 1, \dots, m \text{ mit } m < N$$
- Normierte Kreuzkorrelationsfkt.
$$\rho_{xy}(r \Delta t) = \frac{K_{xy}(r \Delta t)}{\sqrt{K_{xx}(0)} \sqrt{K_{yy}(0)}} \quad r = 0, 1, \dots, m \text{ mit } m < N$$
- GAUSSsche Dichtefunktion
$$p(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} s_x} \exp \left\{ -\frac{(x - \bar{x})^2}{2s_x^2} \right\}$$
- Dichtefunktion für $Z = aX + bY$ mit $\rho_{xy} = 0$:
$$p_z(z) = \frac{1}{|b|} \int_{-\infty}^{\infty} p_x(x) p_y\left(\frac{z - ax}{b}\right) dx$$

¹ Die Stationarität ist eine Voraussetzung für die Ergodizität. Im Folgenden werden stationär-ergodische Prozesse kurz als stationär bezeichnet.

² Da allen Messungen und Berechnungen diskrete Zeitschritte zugrunde liegen, wird hier die Summendarstellung zur Beschreibung der Zufallsprozesse gewählt. N entspricht der Anzahl der diskreten Zeitpunkte.

Die Korrelationsfunktionen K_{xx} und K_{xy} beschreiben die Ähnlichkeit der Verläufe von Zeitintervallen einer einzigen Zufallsfunktion bzw. verschiedener Funktionen. $r \cdot \Delta t$ entspricht der Korrelationsweite τ . Für $\tau=0$ wird die Varianz s_x^2 bzw. Kovarianz s_{xy}^2 berechnet. s_{xy}^2 ist ein dimensionsloses Maß für den statistischen Zusammenhang zweier Variablen. Sind diese unkorreliert, ist $s_{xy}^2 = 0$. Die Funktion $p_z(z)$ gibt die Wahrscheinlichkeitsdichte der Zufallsfunktion $z(t) = a x(t) + b y(t)$ an, die aus der Summe der miteinander unkorrelierten Funktionen $x(t)$ und $y(t)$ folgt [ANG 1975]. Die Dichtefunktionen für $x(t)$ und $y(t)$ seien dabei $p_x(x)$ und $p_y(y)$, wobei diese Funktionen nicht zwingend GAUSS-verteilt sein müssen.

Mit den ersten beiden Momenten einer zufälligen Erregung sind bei einem linearen System auch die ersten beiden Momente des Antwortprozesses bekannt [FABI 1973]. Liegt etwa ein GAUSSscher Eingangsprozess vor, ist auch die Systemantwort GAUSS-verteilt. Dieses gilt jedoch nicht für Systeme mit nichtlinearen Eigenschaften. Solche Systeme sind beispielsweise die aerodynamische Übertragung der anströmenden Windturbulenz in Druckschwankungen auf der Oberfläche eines Körpers oder die mechanische Übertragung bei abgespannten Masten. In diesen Fällen ist zur Bestimmung der ersten beiden Momente der Ausgangsgröße des Systems die Kenntnis statistischer Momente von höherer Ordnung als 2 für die Eingangsgröße erforderlich. Momente höherer Ordnung sind allerdings empfindlich gegenüber kleinsten Änderungen im Prozessablauf. Sie sind häufig wenig geeignet zur Beschreibung gemessener Daten. Sofern ein System nicht im Wesentlichen durch die nichtlinearen Eigenschaften eines seiner Bausteine bestimmt wird, genügt es jedoch oftmals zur Vereinfachung der mathematischen Behandlung, ein eigentlich nichtlineares System mit linearen Parametern zu beschreiben.

2.2.2 Statistische Beschreibung von Extremwerten

Die Beanspruchung eines windbelasteten Tragwerks bei Überschreitung eines zu formulierenden Grenzzustandes kann auf der Grundlage der Extremwerttheorie angegeben werden. Dabei wird für die Einwirkung im Allgemeinen von einem zentrierten (mittelwertbefreiten) stationären GAUSS-Prozess $x(t)$ ausgegangen. Ist das Autoleistungsspektrum $S(f) \equiv S_{xx}(f)$ des Prozesses bekannt (Kap. 2.2.3), lässt sich nach RICE [1958] für einen gegebenen Schwellenwert ξ die Überschreitungsanzahl N_ξ pro Zeiteinheit bestimmen:

$$N_\xi = N_0 \cdot e^{-\frac{\xi^2}{2 \cdot \sigma_x^2}} \quad \text{mit} \quad N_0 \equiv \nu = \sqrt{\frac{\int_0^\infty f^2 S(f) df}{\int_0^\infty S(f) df}} \quad (2.1)$$

N_0 ist die Anzahl der Nulldurchgänge pro Zeiteinheit entsprechend der mittleren Frequenz ν der Maxima des stationären Prozesses. $\nu \cdot T$ ist demzufolge die mittlere Zahl der Maxima während der Zeitdauer T . Die Wahrscheinlichkeit dafür, dass extreme Werte ξ überschritten werden, ist vorhersehbar. DAVENPORT [1964] zeigte, dass die Verteilungsfunktion der Extremwerte

$$p(\eta) = \eta \nu T \exp\left[-0,5\eta^2 - \nu T \exp(0,5\eta^2)\right] \quad (2.2)$$

entspricht, wobei $\eta = \xi / \sigma_x$ ist. Sind σ_x und $\nu \equiv N_0$ bekannt, lässt sich mit Gl. (2.2) die Wahrscheinlichkeit für das Erreichen eines Extremwertes innerhalb des Zeitraums T berechnen. Je größer dabei der betrachtete Zeitraum ist, desto größer sind die Extremwerte, die mit gleicher

Wahrscheinlichkeit zu erwarten sind, und umso enger sind die Extremwerte um ihren Mittelwert gruppiert. Es ist daher plausibel, zur Beschreibung der Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines Extremwertes den Mittelwert μ_ξ der durch Gl. (2.2) charakterisierten Extremwertverteilung anzusetzen. Für diesen gilt näherungsweise:

$$\mu_\xi \equiv \bar{\xi} = \left(\sqrt{2 \cdot \ln(\nu T)} + \frac{0,5772}{\sqrt{2 \cdot \ln(\nu T)}} \right) \sigma_x = g_P \sigma_x \quad (2.3)$$

Der Maximalwert x_P für die mittlere Zahl der Maxima während der Dauer T und einer vorgegebenen Wahrscheinlichkeit P , mit welcher der zu berechnende Maximalwert nicht überschritten werden soll, wird als Produkt des Spitzenfaktors $g_P \equiv g_\xi(\nu T, P)$ (engl.: *peak factor*) und der Standardabweichung σ_x angegeben:

$$x_P = \bar{x} \pm \xi_P = \bar{x} \pm g_P \sigma_x \quad (2.4)$$

Die Spitzenfaktoren der Systemantworten von elastischen Bauwerken liegen üblicherweise im Bereich $g_P = 3,0 \dots 5,0$.

Die Verteilungen der Extremwerte sämtlicher Grundgesamtheiten konvergieren mit zunehmendem Beobachtungszeitraum ($T \rightarrow \infty$) asymptotisch gegen eine von drei Verteilungstypen. Man spricht von FISHER-TIPPET- bzw. von Extremwertverteilungen vom Typ I bis III. An dieser Stelle wird die Verteilung vom Typ I, die sog. GUMBEL-Verteilung, näher betrachtet. Deren Verteilungsfunktion $P(x)$ und Verteilungsdichte $p(x)$ lauten:

$$\begin{aligned} P(x) &= \exp \left\{ -\exp \left[-(x - \xi) / \theta \right] \right\} \\ p(x) &= \frac{1}{\theta} \exp \left\{ -(x - \xi) / \theta - \exp \left[-(x - \xi) / \theta \right] \right\} \end{aligned} \quad \text{mit } -\infty < x < +\infty, \theta > 0 \quad (2.5)$$

Die Verteilungen haben zwei freie Parameter: den Modalwert ξ und die Streuung θ . Diese können nach der Momentenmethode direkt mit dem Erwartungswert und der Standardabweichung der Stichprobe geschätzt werden. Die wichtigsten statistischen Kennwerte zu Gl. (2.5) sind:

- Erwartungswert $\mu \cong \xi + 0,57722 \theta$
- Median $x_{0,5} \cong \xi + 0,36651 \theta$
- p-Quantil $x_p = \xi - \theta [\ln(-\ln p)]$
- Standardabweichung $\sigma = \pi |\theta| / \sqrt{6} \cong 1,28255 |\theta|$

2.2.3 Statistische Beschreibung im Frequenzbereich

Der fluktuierende Anteil von Zufallsprozessen bzw. deren Energie lässt sich in Abhängigkeit von der Frequenz durch sog. Leistungsspektren beschreiben. Gemäß der Fundamentalbeziehung nach WIENER-KHINTCHINE ergeben sich das Auto- und Kreuzleistungsspektrum ($S_{xx}(f)$ bzw. $S_{xy}(f)$) als FOURIER-Transformierte der jeweiligen Ausgangskorrelationsfunktion [BEND 2000]. Im Folgenden werden die Leistungsspektren basierend auf den FOURIER-Transformierten der originalen Zeitreihen bestimmt, da diese Vorgehensweise bei Anwendung der Fast-FOURIER-Transformation (FFT) wesentlich weniger Rechenoperationen benötigt. Gegeben sei ein stationä-

rer Prozess, dessen zentrierte Zufallsfunktion $x(t)$ über ein begrenztes, hinreichend großes Zeitintervall vorliegt. In diskreter Darstellung sei $x_n = x(n \Delta t)$ mit $n = 0, 1, 2, \dots, N-1$. An den diskreten Frequenzen $f_k = k/T = k/(N \Delta t)$ sind die Komponenten der FOURIER-Transformierten mit

$$X(f_k) = \Delta t \sum_{n=0}^{N-1} x_n \exp(-j \frac{2\pi k n}{N}) \quad k = 0, 1, 2, \dots, N-1$$

definiert. Das einseitige ($f_k > 0$) Autoleistungsspektrum folgt dann aus:

$$S_{xx}(f_k) = \frac{2}{N \Delta t} [X^*(f_k) X(f_k)] = \frac{2}{T} |X(f_k)|^2 \quad k = 0, 1, 2, \dots, N/2 \quad (2.6)^1$$

Integriert man über den gesamten Frequenzbereich des Leistungsspektrums, erhält man die Varianz s_x^2 der Zufallsfunktion. Anschaulich zeigt das Leistungsspektrum, wie die Varianz eines Prozesses über die Frequenz verteilt ist.

Die frequenzabhängige, statistische Abhängigkeit zweier Zufallsprozesse $x(t)$ und $y(t)$ wird mit dem Kreuzleistungsspektrum $S_{xy}(f)$ angegeben. Dieses lässt sich analog dem Autoleistungsspektrum bestimmen. Das komplexe Kreuzleistungsspektrum $S_{xy}(f)$ wird in ein reales Koinzidenz-Spektrum $Co_{xy}(f)$ und ein imaginäres Quadratur-Spektrum $Qu_{xy}(f)$ zerlegt: $S_{xy}(f) = (Co_{xy}^2(f) - j \cdot Qu_{xy}^2(f))^{0,5}$. Ein normiertes Maß für die statistische Bindung zweier Funktionen $x(t)$ und $y(t)$ ist die Kohärenz:

$$\gamma_{xy}^2(f) = \frac{|S_{xy}(f)|^2}{S_{xx}(f) S_{yy}(f)} = \frac{Co_{xy}^2(f) + Qu_{xy}^2(f)}{S_{xx}(f) S_{yy}(f)} \quad (2.7)$$

Bei $\gamma_{xy}^2(f) = 0$ sind die Prozesse $x(t)$ und $y(t)$ inkohärent. $\gamma_{xy}^2(f) = 1$ bedeutet volle Kohärenz entsprechend einer vollständigen statistischen Abhängigkeit. In praxi ist $0 < \gamma_{xy}^2(f) < 1$.

2.3 ÜBERTRAGUNG VON ZUFALLSPROZESSEN

2.3.1 Aerodynamische Übertragung (Admittanz)

Die aerodynamische Admittanz ist durch eine Ein-/Ausgangsbeziehung gekennzeichnet. Die Strömungskomponenten des Windprozesses sind die Eingangsgrößen, die daraus resultierenden auf einen Körper wirkenden Windkräfte die Ausgangsgrößen. Es werden im Folgenden Methoden beschrieben, mit denen aus simultan gemessenen Windgeschwindigkeiten und Windkräften, nichtparametrische Modelle identifiziert werden können. Dabei bleiben die physikalischen Zusammenhänge zwischen den Systemkomponenten in einer *black-box* verborgen [NATKE 1983]. Die Systemidentifikation erfolgt im Spektralbereich auf der Basis einer konditionierten Analyse der multivariaten Übertragung stochastischer Prozesse unter Berücksichtigung sowohl linearer als auch nichtlinearer zeitinvarianter Übertragungsglieder. Konditionierung meint, dass zwischen den Ein- und Ausgangsprozessen eine Ursache-Wirkung-Beziehung aufgestellt wird. Es interes-

¹ Der Stern * kennzeichnet die konjugiert komplexe Größe. Im Folgenden wird statt $S(f_k)$ vereinfachend $S(f)$ geschrieben.

sieren allein die turbulenzinduzierten Windkräfte. Körperinduzierte Kräfte (z. B. infolge Wirbelablösungen) werden als Systemstörungen aufgefasst, die durch das Modell nicht erfasst werden.

Grundlage der beschriebenen Untersuchungen sind die systemtheoretischen Ausführungen von BENDAT & PIERSOL [1990, 1993, 2000]. Ausgehend von Windkanalversuchen an Zylindern mit kreis- und rechteckförmigen Querschnitten wandte HÖLSCHER [1993, 1995] diese Methodik erstmalig in Bezug auf die aerodynamische Übertragung zwischen Windgeschwindigkeiten und resultierenden Drücken auf der Oberfläche eines Körpers an. Der vorliegenden Arbeit liegen Naturmessungen an einem quadratischen Querschnitt zugrunde. Die aerodynamische Übertragung wird für diskrete Winddrücke sowie für die auf eine Fläche wirkenden integralen Winddrücke (Windkräfte) untersucht.

Es werden zunächst einige grundlegende Beziehungen zur Übertragung stochastischer Prozesse durch ein lineares, zeitinvariantes System beschrieben. Anschließend wird eine Erweiterung hinsichtlich der Erfassung nichtlinearer Übertragungsmechanismen vorgenommen. Sowohl die Eingänge als auch der Ausgang des Systems seien messbare Größen. Die Auswertung erfolgt jeweils unter der Annahme, dass die Eingangsgrößen zentrierte Zufallsprozesse mit stationären Eigenschaften sind.

2.3.2 Lineare Übertragung: single-input/single-output model

Gegeben sei ein Modell mit *einem* exakt definierten stochastischen Eingangssignal $x(t)$ und *einem* daraus folgenden exakt definierten Ausgangssignal $y(t)$ (engl.: *single-input/single-output model*); vgl. Abb. 2.1. Ausgangspunkt für die Beschreibung dieses Systems ist dessen Schwingungsreaktion auf eine impulsartige Erregung mit einem Einheitssignal. Die resultierende Ausgangsgröße wird durch die Gewichtsfunktion $h(\tau)$ gekennzeichnet. Der um die Zeitspanne τ zurückliegende Impuls verursacht zum Zeitpunkt t das Ausgangssignal

$$dy = x(t - \tau) h(\tau) d\tau$$

[PETERS 1996]. Die Antworten des linearen Systems auf die differentiellen Impulse werden superponiert bzw. aufintegriert. Da in praxi $h(\tau < 0) = 0$ gilt, folgt

$$y(t) = \int_0^{\infty} x(t - \tau) h(\tau) d\tau$$

für das sog. DUHAMEL-Integral. Die Autokorrelation der Ausgangsgröße $y(t)$ ist

$$K_{yy}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} h(r) h(s) K_{xx}(\tau + r - s) dr ds ,$$

die Kreuzkorrelation zwischen der Eingangsgröße $x(t)$ und der Ausgangsgröße $y(t)$ lautet:

$$K_{xy}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(r) K_{xx}(\tau - r) dr$$

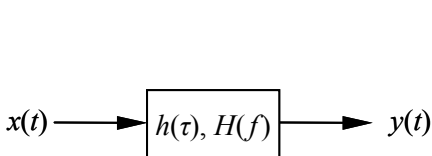


Abb. 2.1 Optimales single-input/single-output model

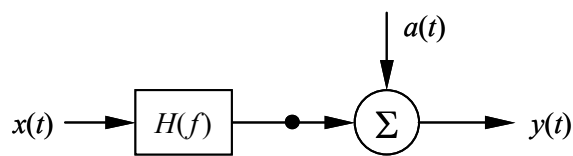


Abb. 2.2 Ausgangsgestörtes single-input/single-output model

Werden $K_{yy}(\tau)$ und $K_{xy}(\tau)$ in den Frequenzbereich transformiert, ergeben sich nach weiteren Rechenschritten die Leistungsspektren [BEND 2000]:

$$S_{yy}(f) = |H(f)|^2 S_{xx}(f) \quad (2.8)$$

$$S_{xy}(f) = H(f) S_{xx}(f) \quad (2.9)$$

Gl. (2.8) stellt mit dem Verstärkungsfaktor $|H(f)|^2$ eine reellwertige Beziehung dar. Die Beziehung Gl. (2.9) ist dagegen im mathematischen Sinne komplexer Natur. $|H(f)|^2$ ist die sog. Leistungsübertragungsfunktion oder Admittanz des Systems. Damit ist für das skalare Modell eine systemtheoretische Definition gegeben. Gl. (2.8) und (2.9) gelten nur unter optimalen Bedingungen, das heißt, wenn keine Störung des Systems vorliegt. Im optimalen Fall ist die mit dem Modell vorhergesagte Ausgangsgröße mit der beobachteten (gemessenen) identisch. Für die gewöhnliche Kohärenzfunktion nach Gl. (2.7) ist dann $\gamma_{xy}^2(f) = 1$. Eventuelle Abweichungen vom optimalen System können verschiedene Ursachen haben:

- Messungenauigkeiten
- Fehler bei der Schätzung spektraler Größen
- Auswirkungen instationärer (zeitvarianter) Prozesse
- nichtlineare Systemeigenschaften
- nicht erfasste Systemerregungen (Eingangsgrößen)
- allgemeine Störsignale

Die drei erstaufgeführten Systemstörungen sind systematische Fehler, die bei Messungen nahezu unvermeidlich sind. Es versteht sich von selbst, dass diese Störungen durch die Wahl einer geeigneten Messkette und entsprechender Auswerteverfahren zu minimieren sind. Die drei übrigen Systemstörungen werden dem Ausgang zugewiesen (Abb. 2.2). Die (gemessene) Ausgangsgröße $S_{yy}(f)$ kann dann als Summe des linear bedingten Anteils der Ausgangsgröße $S_{vv}(f)$ und des Störanteils $S_{aa}(f)$ aufgefasst werden:

$$S_{yy}(f) = S_{vv}(f) + S_{aa}(f) \quad (2.10)$$

Per definitionem ist die Ausgangsstörung $a(t)$ mit den Systemprozessen unkorreliert: $S_{xa}(f) = S_{ya}(f) = 0$. Für das bedingte oder kohärente Ausgangsspektrum $S_{vv}(f)$ folgt dann mit dem Kreuzleistungsspektrum $S_{xy}(f)$ bzw. der Kohärenz $\gamma_{xy}^2(f)$:

$$S_{vv}(f) = |H_{xy}(f)|^2 S_{xx}(f) = \left| \frac{S_{xy}(f)}{S_{xx}(f)} \right|^2 S_{xx}(f) = \gamma_{xy}^2(f) S_{yy}(f) \quad (2.11)$$

2.3.3 Lineare Übertragung: multiple-input/single-output model

Grundlegende Beziehungen

In Erweiterung von Kap. 2.3.2 wird nun ein lineares, zeitinvariantes System mit n stationären Eingangsgrößen $x_i(t)$ und einer Ausgangsgröße $y(t)$ betrachtet (engl.: *multiple-input/single-output model*); vgl. Abb. 2.3. Die messbaren Eingangsgrößen müssen nicht zwangsläufig unkor-

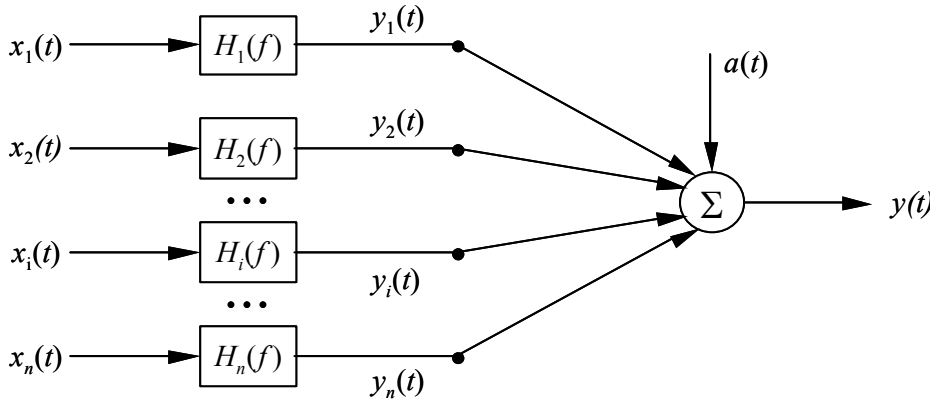


Abb. 2.3 Ausgangsgestörtes multiple-input/single-output model

reliert miteinander sein ($0 < \gamma_{ij}^2(f) < 1$). Die gemessene Ausgangsgröße $y(t)$ entspricht der Summe der einzelnen Ausgangsgrößen $y_i(t)$ einschließlich der Ausgangsstörung $a(t)$. Die Einzelanteile sind unbekannt. Gilt weiterhin $S_{ia}(f) = 0$, folgt für die Kreuzspektraldichten $S_{iy}(f)$:

$$S_{iy}(f) = \sum_{j=1}^n H_j(f) S_{ij}(f) + S_{ia}(f) \quad i = 1, 2, \dots, n \quad (2.12)$$

Aus den n Gleichungen (2.12) lassen sich mittels konventioneller Matrixoperationen die n Unbekannten $H_i(f)$ bestimmen. Für das vollständige Leistungsspektrum $S_{yy}(f)$ der Ausgangsgröße ergibt sich

$$S_{yy}(f) = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n H_i^*(f) H_j(f) S_{ij}(f) + S_{aa}(f) \quad (2.13)$$

oder in matrizieller Schreibweise

$$S_{yy}(f) = \underline{H_i^T(f)} \underline{S_{ik}(f)} \underline{H_k^*(f)} + S_{aa}(f) \quad \text{bzw.} \quad S_{iy}(f) = \underline{S_{ik}(f)} \underline{H_j(f)}.$$

Sind sämtliche Eingangssignale statistisch voneinander unabhängig ($\gamma_{ij}^2(f) = 0$), resultieren:

$$S_{iy}(f) = H_i(f) S_{ii}(f) \quad \text{bzw.} \quad H_i(f) = \frac{S_{iy}(f)}{S_{ii}(f)} \quad i = 1, 2, \dots, n \quad (2.14)$$

$$S_{yy}(f) = \sum_{i=1}^n |H_i(f)|^2 S_{ii}(f) + S_{aa}(f) = \sum_{i=1}^n \gamma_{iy}^2(f) S_{yy}(f) + S_{aa}(f) \quad (2.15)$$

Diese Beziehungen beschreiben quasi eine Zusammenstellung von einzelnen *single-input/single-output* Modellen, wobei der lineare Anteil von $S_{yy}(f)$ der Summe der kohärenten Leistungsspektren der Einzelmodelle entspricht.

Mit Gl. (2.12) und (2.13) wird ein ausschließlich ausgangsgestörtes lineares System vollständig beschrieben. Es lässt sich jedoch nur bei zeitgleicher Erfassung der Ein- und Ausgangsgrößen der physikalische Zusammenhang zwischen den einzelnen Prozessen exakt angeben, wenn die Modellannahmen zutreffen. Die Güte der identifizierten Übertragungsfunktion hängt unter anderem davon ab, ob die der Ausgangsstörung zugeordneten Signalanteile tatsächlich unkorreliert mit den Ein- und Ausgangsgrößen sind. Zudem beeinflussen selbstredend eventuelle systematische Fehler die Systemidentifikation. Ferner ist für das in dieser Arbeit behandelte

Problem a priori nicht klar, welche Strömungskomponenten bestimmte Windwirkungen bedingen. Bei unreflektierter Anwendung der Matrixoperationen ist es möglich, dass man Prozesse in das Gesamtmodell einbindet, die zwar mit einer tatsächlich am Prozess beteiligten Eingangsgröße korreliert sind, aber physikalisch nicht mit der Ausgangsgröße verbunden sind bzw. keinen Beitrag zur Systemantwort leisten. Unter Einbeziehung der nachfolgend erklärten *multiplen Kohärenz* sowie der *partiellen Kohärenz* ist die Identifizierung der für bestimmte Antworten maßgeblichen Eingangsprozesse möglich.

Multiple und partielle Kohärenz

Die multiple Kohärenz $\gamma_{y:x}^2(f)$ ist eine unmittelbare Erweiterung der gewöhnlichen Kohärenz Gl. (2.7). Unabhängig von eventuellen Korrelationen zwischen den Eingangsgrößen stellt sie ein Maß für die lineare Abhängigkeit zwischen n Eingangsgrößen sowie der Ausgangsgröße dar. Für das Modell nach Abb. 2.3 entspricht die multiple Kohärenz dem Verhältnis des linear bedingten Ausgangsspektrums $S_{vv}(f)$ zum gemessenen Spektrum $S_{yy}(f)$; vgl. Kap. 2.3.2:

$$\gamma_{y:x}^2(f) = \frac{S_{vv}(f)}{S_{yy}(f)} = \frac{S_{yy}(f) - S_{aa}(f)}{S_{yy}(f)} = \frac{S_{y:x}(f)}{S_{y:x}(f) + S_{aa}(f)} = 1 - \frac{S_{aa}(f)}{S_{yy}(f)} \quad (2.16)$$

Der Wertebereich ist $0 \leq \gamma_{y:x}^2(f) \leq 1$. Der Index des Spektrums $S_{y:x}$ kennzeichnet den Anteil des Ausgangsprozesses $y(t)$, der aus der Summe der linear übertragenen Eingangsprozesse $x_1(t)$, $x_2(t)$, ..., $x_n(t)$ resultiert. Damit ist $S_{y:x} = S_{vv}(f)$.

Für n miteinander unkorrelierte Eingangsgrößen ($S_{ij}(f) = 0$ für $i \neq j$) gilt

$$\gamma_{y:x}^2(f) = \sum_{i=1}^n \gamma_{iy}^2(f) \quad (2.17)$$

entsprechend der Summe der gewöhnlichen Kohärenzen $\gamma_{iy}^2(f)$ zwischen den Eingängen und dem Ausgang. In diesem Fall genügen also die gewöhnlichen Kohärenzfunktionen, um Aussagen über die frequenzabhängigen Zusammenhänge machen zu können.

Inwieweit die einzelnen zur Systemidentifikation herangezogenen Komponenten des turbulenten Windfeldes überhaupt von Signifikanz bezüglich der Einwirkungen auf einen Körper sind, zeigt die Bewertung ihrer partiellen Wirkung. Diese lässt sich mittels einer Methode bestimmen, die im Folgenden kurz anhand eines Systems mit zwei Eingangsgrößen und einer Ausgangsgröße (engl.: *two-input/single-output model*) beschrieben wird. Für die beiden miteinander korrelierten Eingangsgrößen $x_1(t)$ und $x_2(t)$ gelte: $0 < \gamma_{12}^2(f) < 1$. Gesucht sei die lineare Abhängigkeit zwischen einer Eingangsgröße (hier beispielsweise $x_2(t)$) und der Ausgangsgröße $y(t)$ für den Fall, dass die Eingangsgröße $x_2(t)$ von sämtlichen mit der jeweils anderen Eingangsgröße $x_1(t)$ korrelierten Anteilen befreit wird. Dazu wird $x_2(t)$ in zwei Terme zerlegt, nämlich in einen von $x_1(t)$ abhängigen (kohärenten) Anteil $x_{2,1}(t)$ und einen konditionierten (residualen) Teil $x_{2,1}(t)$, welcher unabhängig von $x_1(t)$ ist. Es ist: $x_2(t) = x_{2,1}(t) + x_{2,1}(t)$.

Zur Beschreibung der konditionierten Eingangsgrößen wird das zu Abb. 2.3 sinngemäße System mit zwei Eingangsgrößen und einer Ausgangsgröße in das hierzu äquivalente System entsprechend Abb. 2.4 überführt. Der Originalprozess $x_2(t)$ wird durch den konditionierten Prozess $x_{2,1}(t)$ ersetzt. Dem System liegen jetzt nicht mehr zwei miteinander korrelierte Eingangsgrößen $x_1(t)$ und $x_2(t)$ zugrunde, sondern zwei unkorrelierte Eingangsgrößen $x_1(t)$ und $x_{2,1}(t)$.

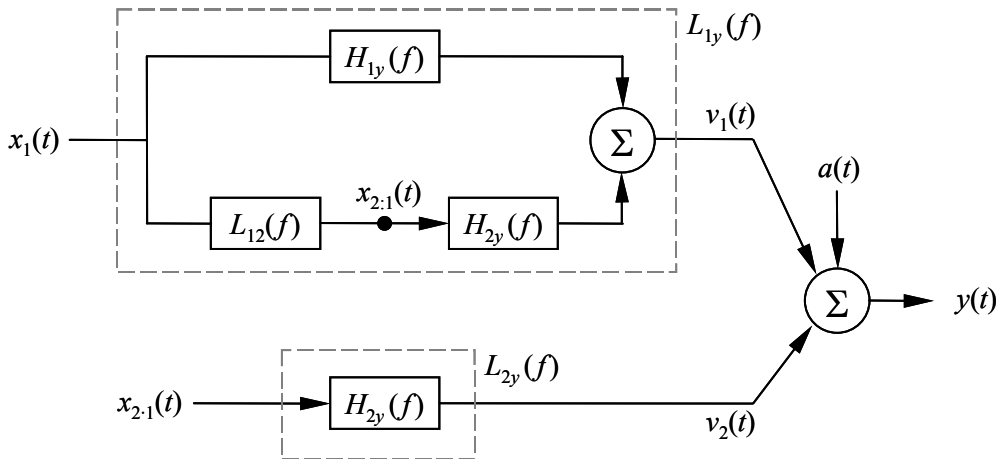


Abb. 2.4 Konditioniertes two-input/one-output model

Demzufolge sind die Ausgangsgrößen $v_1(t)$ und $v_2(t)$ ebenfalls miteinander unkorreliert. Die Ausgangsgröße $y(t)$ und die Ausgangsstörung $a(t)$ bleiben unverändert. Die Übertragungsglieder $L_{xy}(f)$ beschreiben die optimale lineare Übertragung zwischen einer Eingangs- und einer Ausgangsgröße; es ist $L_{xy}(f) = S_{xy}(f) / S_{xx}(f)$. Werden sowohl $x_2(t)$ als auch $y(t)$ vom linearen Einfluss von $x_1(t)$ befreit, sind $S_{22,1}(f)$ und $S_{yy,1}(f)$ die konditionierten (residualen) Autospektren von $x_2(t)$ bzw. $y(t)$. $S_{2y,1}(f)$ ist das zugehörige Kreuzspektrum zwischen $x_2(t)$ und $y(t)$. Hiervon ausgehend lässt sich nach BENDAT [2000] die partielle Kohärenz angeben

$$\gamma_{2y,1}^2(f) = \frac{|S_{2y,1}(f)|^2}{S_{22,1}(f) S_{yy,1}(f)} = \frac{|S_{2y}(f) S_{11}(f) - S_{1y}(f) S_{21}(f)|^2}{S_{11}^2(f) S_{22}(f) S_{yy}(f) (1 - \gamma_{12}^2) (1 - \gamma_{1y}^2)}, \quad (2.18)$$

wobei $0 \leq \gamma_{2y,1}^2(f) \leq 1$ gilt. Die partielle Kohärenz entspricht der relativen Abnahme der dem Modell zugeordneten Störgröße infolge der Berücksichtigung des zusätzlichen Eingangssignals. Mit Gl. (2.18) wird die partielle Wirkung der Eingangsgröße $x_2(t)$ auf das bereits die Größe $x_1(t)$ erfassende System beschrieben. Der Unterschied zur gewöhnlichen Kohärenz besteht darin, dass der partiellen Kohärenz konditionierte Eingangsprozesse zugrunde liegen und *nicht* die Originalprozesse. Für zwei miteinander korrelierte Eingangsprozesse lässt sich mit Gl.(2.18) die multiple Kohärenz einfach angeben:

$$\gamma_{y:x}^2(f) = 1 - \frac{S_{yy,1,2}(f)}{S_{yy}(f)} = 1 - [1 - \gamma_{1y}^2(f)][1 - \gamma_{2y,1}^2(f)] \quad (2.19)$$

Liegen unkorrelierte Eingangsgrößen vor ($S_{12}(f) = 0$ bzw. $\gamma_{12}^2(f) = 0$), folgt aus Gl. (2.18) einfach nachvollziehbar:

$$\gamma_{2y,1}^2(f) = \frac{|S_{2y}(f)|^2}{S_{22}(f) S_{yy}(f) (1 - \gamma_{1y}^2(f))} = \frac{\gamma_{2y}^2(f)}{1 - \gamma_{1y}^2(f)} \quad (2.20)$$

Das kohärente Ausgangsspektrum $S_{y,x}(f)$ sowie das Störspektrum $S_a(f)$ ergeben sich in diesem Fall aus den bereits vorgestellten Beziehungen.

2.3.4 Nichtlineare Übertragung

Mit den in den vorstehenden Kapiteln angegebenen Beziehungen lassen sich *lineare* Übertragungsfunktionen zwischen den Komponenten $u'_i = u', v'$ (das meint: $u'_1 = u'$ bzw. $u'_2 = v'$) der anströmenden Turbulenz und den Windkräften F' identifizieren.¹ Neben dem aus der *linearen* Übertragung resultierenden Windkraftanteil $F'_l \propto \bar{u} u'_i$ ist das Modell wegen der quadratischen Beziehung zwischen den Geschwindigkeits- und Kraftfluktuationen um einen vorzeichengerecht zu berücksichtigenden *nichtlinearen* Anteil $F'_n \propto u'_i |u'_i|$ zu erweitern.

Nach BENDAT [1990] gelingt die Identifizierung eines solchen Systems, wenn eine parallele Übertragung der Eingangsgröße $x(t)$, hier entsprechend $u'_i(t)$, durch ein lineares sowie ein nichtlineares System angenommen wird (Abb. 2.5). Daraus folgen die lineare Ausgangsgröße $y_l(t)$ und der nichtlineare Ausgang $y_n(t)$. Diese ergeben zusammen mit der Ausgangsstörung $a(t)$ die Ausgangsgröße $y(t) = y_l(t) + y_n(t) + a(t)$ vergleichbar der gemessenen Windkraft $F'(t)$. Das zugehörige Autoleistungsspektrum ist:

$$S_{yy}(f) = S_{y_ly_l}(f) + S_{y_ny_n}(f) + 2\text{Re}(S_{y_ly_n}(f)) + S_{aa}(f) \quad (2.21)$$

Da im Allgemeinen die Ausgänge $y_l(t)$ und $y_n(t)$ miteinander korreliert sind ($S_{y_ly_n}(f) \neq 0$), ist es nicht ohne weiteres möglich, $S_{yy}(f)$ in einen linearen und einen nichtlinearen Modellanteil zu zerlegen. BENDAT schlägt deshalb eine Modifikation des Grundmodells nach Abb. 2.5 vor: Das Ausgangssystem wird derart verändert, dass $x(t)$ eine "optimale" lineare Ausgangsgröße $y_o(t)$ sowie eine dazu unkorrelierte nichtlineare Ausgangsgröße $y_u(t)$ bedingt; es ist $S_{y_o y_u}(f) = 0$. Für das entsprechende Modell nach Abb. 2.6 gilt:

$$S_{yy}(f) = S_{y_o y_o}(f) + S_{y_u y_u}(f) + S_{aa}(f) \quad (2.22)$$

Von dieser Grundidee ausgehend lassen sich die aus einer linearen und einer nichtlinearen Übertragung resultierenden Anteile der Ausgangsgröße beschreiben. Dabei wird für die simultan mit der Ausgangsgröße $y(t)$ aufgezeichnete Eingangsgröße $x(t)$ von einem zentrierten GAUSS-Prozess mit stationären Eigenschaften ausgegangen. Als Anwendungsbeispiel führt BENDAT die Identifikation des Zusammenhangs zwischen Meereswellenbewegungen und den resultierenden Einwirkungen auf Offshore-Konstruktionen an. Dieser Vorgang ist in physikalischer Hinsicht mit der aerodynamischen Admittanz vergleichbar.

Die Beschreibung des durch $x(t)|x(t)|$ gekennzeichneten nichtlinearen Systempfads kann grundsätzlich mittels mehrdimensionaler Bikreuzspektraldichten $S_{xxy}(f_1, f_2)$ erfolgen. Deren Interpretation ist allerdings wenig transparent. Da zudem die Schätzung von Spektraldichtefunktionen höherer Ordnung stets mit großen statistischen Unsicherheiten verbunden ist, bildet BENDAT [1996] den nichtlinearen Pfad vereinfachend als *finite-memory nonlinear system* ab. Damit ist die Reihenschaltung eines regulären linearen Übertragungsgliedes (im Folgenden: $A(f)$) und eines *zero-memory nonlinear system* (hier: *zero-memory square-law system with sign*) gemeint. Letzteres beschreibt ein System $g(x(t))$, das lediglich eine einzige nichtlineare Operation mit der Eingangsgröße $x(t)$ durchführt: $y(t) = g(x(t)) = x(t)|x(t)|$. Anders als beim

¹ u' entspricht dem longitudinalen und v' dem lateralen Schwankungsanteil der Windturbulenz; vgl. Kap. 4.2. \bar{u} ist die mittlere Geschwindigkeit in Hauptwindrichtung. Aus Übersichtsgründen sind die Zeit- und Ortsangaben nicht dargestellt.

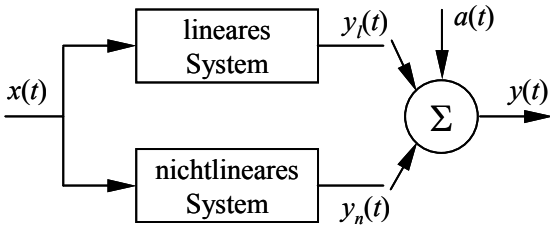


Abb. 2.5 Nichtlineares System mit korrelierten Ausgangsgrößen $y_l(t)$ und $y_n(t)$

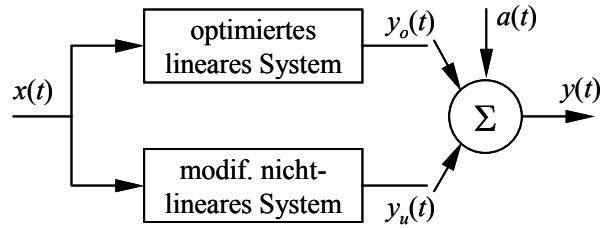


Abb. 2.6 Modifiziertes nichtlineares System mit unkorrelierten Ausgangsgrößen $y_o(t)$ und $y_u(t)$

DUHAMEL-Integral wird bei einem *zero-memory nonlinear system* keine Wichtung zurückliegen-der Eingangsgrößen für die Beschreibung der Ausgangsgröße vorgenommen. Diese Wichtung wird hier ausschließlich dem linearen Übertragungsglied zugewiesen. Die nichtlineare Operation $x(t)|x(t)|$ kann durch ein nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate bestimmtes Polynom 3. Ordnung hinreichend genau approximiert werden [BEND 1990]:

$$x(t)|x(t)| \cong 3k\sigma_x^2 x(t) + kx^3(t) \quad \text{mit} \quad k = \sqrt{2/\pi} / (3\sigma_x) \quad (2.23)$$

Gl. (2.23) entspricht der Parallelschaltung eines linearen und eines kubischen Signalanteils. Dieser ist die lineare Übertragung $A(f)$ nachgeschaltet (Abb. 2.7). Die Kreuzspektraldichte der Ausgänge des linearen und nichtlinearen Systempfades ist ungleich Null. Um die einzelnen Übertragungswege identifizieren zu können, wird das System nach Abb. 2.7 mit den korrelierten Ausgangsgrößen $y_l(t)$ und $y_n(t)$ durch ein gleichwertiges entsprechend Abb. 2.8 mit den unkorrelierten Ausgängen $y_u(t)$ und $y_o(t)$ ersetzt. Dabei ist $H_o(f)$ das optimale lineare Übertragungsglied, welches auch die Korrelation zwischen dem linearen und dem nichtlinearen Systempfad erfasst. Das modifizierte System entspricht quasi einem linearen *two-input/single-output system* mit den unkorrelierten Eingangsgrößen $x(t)$ und $z(t)$. Für die spektralen Beziehungen zwischen diesen Eingangsgrößen und dem Ausgang $y(t)$ gelten:

$$S_{xy}(f) = \left[H(f) + 6k\sigma_x^2 A(f) \right] S_{xx}(f) \quad (2.24)$$

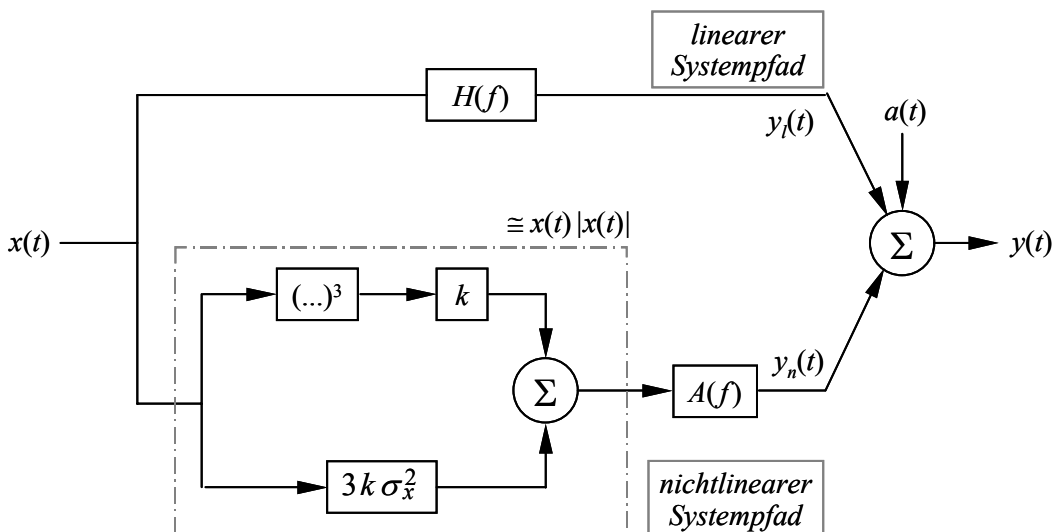


Abb. 2.7 Nichtlineares Modell mit korrelierten Ausgangsgrößen $y_l(t)$ und $y_n(t)$

$$\Rightarrow H_o(f) = \frac{S_{xy}(f)}{S_{xx}(f)} = H(f) + 6k\sigma_x^2 A(f) \quad (2.25)$$

$$S_{zy}(f) = k \left[S_{x_3y}(f) - 3\sigma_x^2 S_{xy}(f) \right] \quad (2.26)$$

Die Kreuzspektraldichte $S_{x_3y}(f)$ der Zeitschriebe $x^3(t)$ und $y(t)$ folgt analog der Rechenvorschrift Gl. (2.6). Das Autoleistungsspektrum $S_{zz}(f)$ ist:

$$S_{zz}(f) = k^2 S_{x_3x_3}(f) - (3k\sigma_x^2)^2 S_{xx}(f) = k^2 \left[S_{x_3x_3}(f) - 9\sigma_x^4 S_{xx}(f) \right] \quad (2.27)$$

Da $z(t)$ sowohl mit $y_o(t)$ als auch mit $a(t)$ unkorreliert ist, gilt $S_{zy}(f) = S_{zy_u}(f)$. Damit ergibt sich für die Übertragungsfunktion $A(f)$:

$$A(f) = \frac{S_{zy_z}(f)}{S_{zz}(f)} = \frac{S_{zy}(f)}{S_{zz}(f)} = \frac{k \left[S_{x_3y}(f) - 3\sigma_x^2 S_{xy}(f) \right]}{k^2 \left[S_{x_3x_3}(f) - 9\sigma_x^4 S_{xx}(f) \right]} \quad (2.28)$$

Für die Ausgangsgrößen folgen:

$$S_{y_o y_o}(f) = |H_o(f)|^2 S_{xx}(f) \quad \text{und} \quad S_{y_u y_u}(f) = |A(f)|^2 S_{zz}(f) \quad (2.29)$$

Die *lineare* Kohärenzfunktion $\gamma_{xy}^2(f)$ zwischen der Eingangsgröße $x(t)$ und der Ausgangsgröße $y(t)$ entspricht der gewöhnlichen Kohärenz nach Gl. (2.7):

$$\gamma_{xy}^2(f) = \frac{S_{y_o y_o}(f)}{S_{yy}(f)} = \frac{|S_{xy}(f)|^2}{S_{xx}(f) S_{yy}(f)} \quad (2.30)$$

Die äquivalente *nichtlineare* Kohärenzfunktion $q_{xy}^2(f)$ lautet:

$$q_{xy}^2(f) = \frac{S_{y_u y_u}(f)}{S_{yy}(f)} = \frac{|A(f)|^2 S_{zz}(f)}{S_{yy}(f)} = \frac{|S_{zy}(f)|^2}{S_{zz}(f) S_{yy}(f)} \quad (2.31)$$

Damit ist die vollständige Angabe der spektralen Größen des Systems nach Abb. 2.8 möglich.

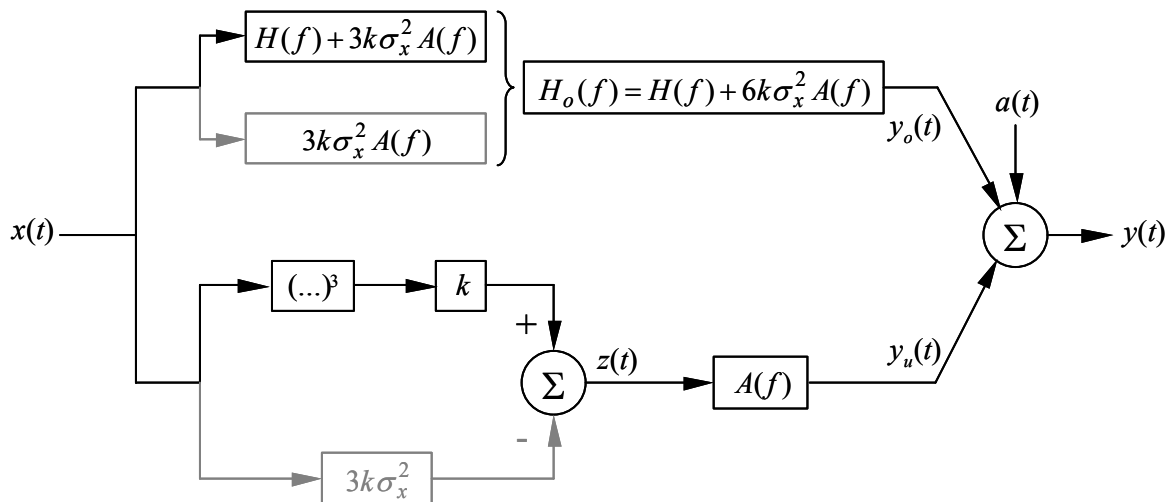


Abb. 2.8 Nichtlineares Modell mit unkorrelierten Ausgangsgrößen $y_o(t)$ und $y_u(t)$

2.4 FEHLER BEI DER AUSWERTUNG VON ZUFALLSPROZESSEN

2.4.1 Grundlegendes

Zwei identische Messungen sind in der Natur nicht zu erwarten. Man muss zwangsläufig von Einzelmessungen ausgehen, die als Stichproben (Realisationen) der Grundgesamtheit des stochastischen Prozesses anzusehen sind (Kap. 2.1). Die statistischen Kenngrößen einer Stichprobe können nur Schätzwerte der wahren Parameter sein. Bei der physikalischen Interpretation von gemessenen Zufallsgrößen ist daher die eingeschränkte statistische Aussagekraft zu beachten. Diesbezüglich ist insbesondere die Schätzung spektraler Größen anfällig für Fehlinterpretationen. In Kap. 2.4.3 werden exemplarisch die zufälligen Fehler bei der Schätzung von Leistungsspektren und Kohärenzen beschrieben, um den Leser bezüglich der Empfindlichkeit eines auf Parameterschätzungen basierenden Systems zu sensibilisieren. Weitergehende Ausführungen zu den zu erwartenden Schätzfehlern bei statistischen Momenten, Korrelationsfunktionen etc. sind unter anderem in BEND [2000] zu finden.

Abgesehen von technischen oder witterungsbedingten Störeinflüssen verfälschen u. U. die in einem Messsignal enthaltenen höherfrequenten Störanteile das Messergebnis; vgl. *aliasing*-Effekt in PEIL [1993a]. Mittels analoger Filter (*Anti-aliasing-Filter*) oder durch die Wahl einer entsprechend hohen Abtastrate lässt sich eine solche Verfälschung des Messsignals weitgehend ausschließen. Entsprechend dem Abtasttheorem nach SHANNON sollte die Abtastfrequenz eines Messsignals mindestens zweimal so hoch sein wie die höchste interessierende Frequenz.

Häufig erfüllen rohe (unbehandelte) Windmessschriebe wegen der langwelligen (niederfrequenten) Schwankungsanteile des Windprozesses nicht die in Kap. 2.2 für die Schätzung statistischer Parameter geforderten stationären Eigenschaften. Um trotzdem mit einer gewissen Aussagewahrscheinlichkeit die statistischen Kenngrößen verschiedener Windereignisse miteinander vergleichen zu können bzw. aus den Untersuchungen allgemeingültige Schlüsse ziehen zu können, ist es nötig, die niederfrequenten Anteile respektive den Trend des Windprozesses vor der eigentlichen Schriebeauswertung möglichst vollständig zu eliminieren. Es stehen verschiedene Methoden für eine solche Trendbereinigung zur Verfügung [SCHE 1981]; vgl. Kap. 3.3. Dabei ist zu beachten, dass die aus einer Filterung des Messschriebes resultierende Begrenzung des Frequenzbandes die Auswertung beeinflusst. Der Schwankungsanteil der ausgewerteten Zeitreihe nimmt ab, die Korrelationsfunktion wird in Richtung der Nullordinate verschoben.

2.4.2 Statistische Fehler

Der Gesamtfehler bei der Schätzung eines unbekannten wahren Parameters ϕ ergibt sich aus einem systematischen und einem zufälligen Fehler. Der als Bias $b_{\hat{\phi}}$ bezeichnete systematische Fehler ist für alle Einzelschätzungen gleich groß.¹ Systematische Fehler resultieren beispielsweise aus der FOURIER-Transformation des endlichen Zeitsignals. Diesbezüglich seien hier nur die Stichwörter Zeitfenster und *leakage*-Effekt genannt; siehe u. a. STEA [1991] und PEIL [1993a]. Der zufällige Fehler $\sigma_{\hat{\phi}}$ beschreibt die regellosen Abweichungen zwischen verschiedenen Einzelschätzungen. Er folgt aus der erforderlichen Mittelung der zu schätzenden Parameter ϕ einer Zeitreihe und entspricht der Standardabweichung der Schätzung von ϕ . Fehler werden im All-

¹ $(\hat{})$ symbolisiert die Schätzung des wahren Parameters ϕ .

gemeinen in Bezug auf den wahren Parameter ϕ angegeben. Voraussetzend $\phi \neq 0$ sind diese normalisierten Fehler für den Bias ε_b und für den zufälligen (engl.: *random*) Fehler ε_r :

$$\varepsilon_b[\hat{\phi}] = \frac{b_{\hat{\phi}}[\hat{\phi}]}{\phi} \quad \text{und} \quad \varepsilon_r[\hat{\phi}] = \frac{\sigma_{\hat{\phi}}[\hat{\phi}]}{\phi} \quad (2.32)$$

Ist der Bias ε_b vernachlässigbar und gilt zudem für den zufälligen Fehler $\varepsilon_r \leq 0,20$, kann die Wahrscheinlichkeitsdichte $p(\hat{\phi})$ der Schätzung näherungsweise als GAUSS-verteilt angenommen werden [BEND 2000]. Ausgehend von den geschätzten Parametern $\hat{\phi}$ ist es dann möglich, einen Konfidenzbereich anzugeben, in dem der wahre Parameter ϕ des Zufallsprozesses $X(t)$ mit einer vorgegebenen Wahrscheinlichkeit $1 - \alpha$ liegt, wobei α dem Signifikanzniveau gleich der Irrtumswahrscheinlichkeit entspricht:

$$\alpha = 32\%: \quad \left[\frac{\hat{\phi}}{1 + \varepsilon} \right] \leq \phi \leq \left[\frac{\hat{\phi}}{1 - \varepsilon} \right] \quad \alpha = 5\%: \quad \left[\frac{\hat{\phi}}{1 + 2\varepsilon} \right] \leq \phi \leq \left[\frac{\hat{\phi}}{1 - 2\varepsilon} \right] \quad (2.33)$$

Wird bei der Schätzung eines Autoleistungsspektrums die entsprechend dem Algorithmus der Fast-FOURIER-Transformation maximale Anzahl von Zeitreihenwerten berücksichtigt, ist die Frequenzauflösung zwar hoch, das Spektrum jedoch sehr rau und meist mit großen statistischen Unsicherheiten behaftet. Weist die gemessene Zeitreihe stationäre Eigenschaften auf, kann der Schrieb in mehrere gleich große Intervalle unterteilt werden, die jeweils als einzelne Stichprobe gedeutet werden können. n_d beschreibe die Anzahl der als statistisch voneinander unabhängig angenommen Intervalle. Diese müssen ausreichend lang sein, damit sie als repräsentative Realisation des Zufallsprozesses gelten können. Durch Mittelung der für jedes Intervall berechneten Autoleistungsspektren nimmt der zufällige Fehler bei der Schätzung des Spektrums für den gesamten Messschrieb umgekehrt proportional zur Wurzel der Anzahl der Intervalle n_d

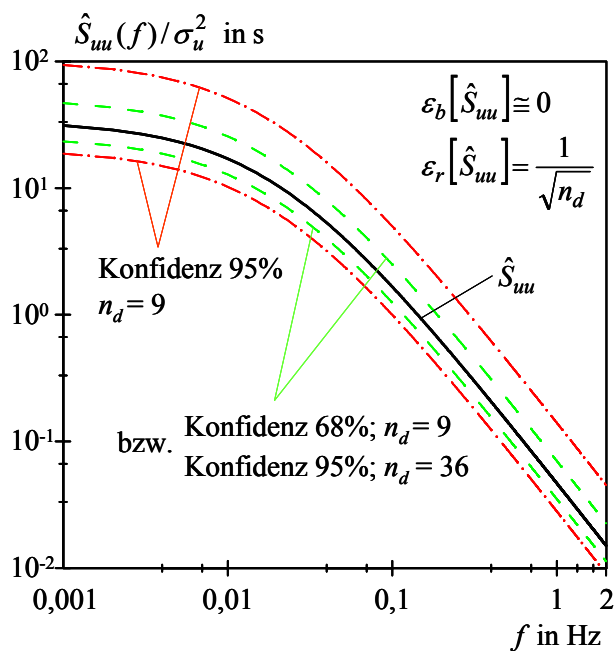


Abb. 2.9 Konfidenzbereiche eines Spektrums $S_{uu}(f)$ in Abhängigkeit von der Unterteilung des Messschriebes in n_d Intervalle

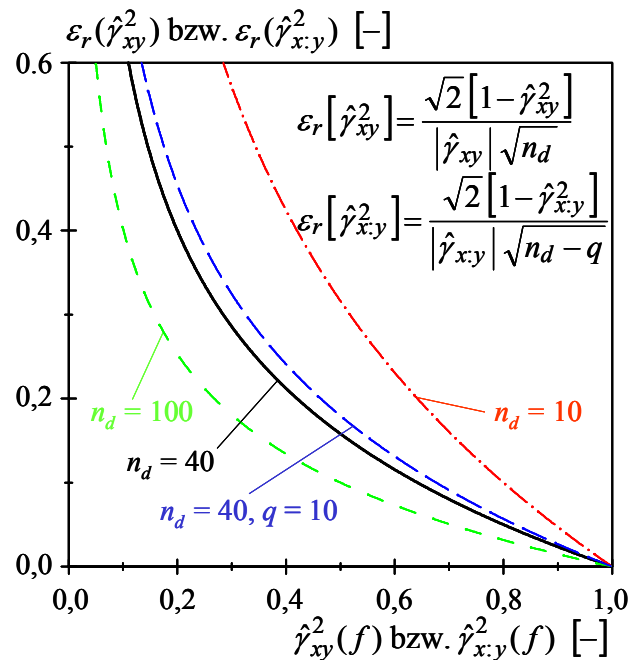


Abb. 2.10 Normalisierter Zufallsfehler ε_r der gewöhnlichen und multiplen Kohärenzfunktion $\gamma_{xy}^2(f)$ bzw. $\gamma_{x,y}^2(f)$

ab [BEND 2000]. Abb. 2.9 zeigt ein theoretisches Windleistungsspektrum, welches hier als Schätzung $\hat{S}_{uu}(f)$ des unbekannten wahren Spektrums $S_{uu}(f)$ angenommen wird. In Abhängigkeit von verschiedenen Konfidenzniveaus $1-\alpha$ und der Anzahl n_d der Realisationen sind zudem die zugehörigen Konfidenzbereiche dargestellt. Es ist offensichtlich: Je mehr (ausreichend lange) Zeitintervalle vorliegen, desto höher ist die statistische Aussagekraft des geschätzten Spektrums.

Sind bei einem *single-input/single-output* Modell entsprechend Abb. 2.2 kreuzspektrale Systemeigenschaften zu schätzen, ist der zu erwartende zufällige Fehler neben der Anzahl n_d der Intervalle von der wahren Kohärenz $\gamma_{xy}^2(f)$ abhängig. Da $\gamma_{xy}^2(f)$ im Allgemeinen unbekannt ist, wird hierfür die aus der Messung geschätzte Kohärenz $\hat{\gamma}_{xy}^2$ eingesetzt. Der zufällige Fehler $\varepsilon_r[\hat{\gamma}_{xy}^2(f)]$ bei der Schätzung von $\gamma_{xy}^2(f)$ ergibt sich nach der in Abb. 2.10 angegebenen Gleichung. Hiervon ausgehend ist in Tab. 2.1 für verschiedene Kohärenzen $\hat{\gamma}_{xy}^2(f)$ jeweils die erforderliche Anzahl n_d der Intervalle angegeben, damit $\varepsilon_r[\hat{\gamma}_{xy}^2(f)] < 0,20$ gilt. Für Kohärenzen $\gamma_{xy}^2(f) < 0,40$ ist demnach eine Intervallanzahl $n_d > 45$ erforderlich. Eine solche Unterteilung der am Mast Gartow aufgezeichneten 30min-Zeitschriebe ist nicht sinnvoll: Die Intervalllängen wären zum einen so kurz, dass sie kaum als repräsentative Einzelereignisse angesehen werden könnten, zum anderen würde damit eine zu grobe Frequenzauflösung einhergehen.

Tab. 2.1 Erforderliche Intervallanzahl n_d damit $\varepsilon_r[\hat{\gamma}_{xy}^2(f)] = 0,20$

$\hat{\gamma}_{xy}^2(f)$	0,20	0,30	0,40	0,50	0,60	0,70	0,80
n_d	160	82	45	25	13	6	3

In Abb. 2.10 ist der statistische Fehler über der Kohärenz aufgetragen. Aus $n_d \rightarrow \infty$ oder $\gamma_{xy}^2(f) \rightarrow 1$ folgt demnach $\varepsilon_r[\hat{\gamma}_{xy}^2(f)] \rightarrow 0$. Für große Kohärenzamplituden nimmt also die statistische Streuung ab. Liegen mehrere Realisationen entsprechend $n_d > 1$ vor, sind bei einer hohen statistischen Abhängigkeit der betrachteten Signale die statistischen Fehler bei der Schätzung der Kohärenzen $\hat{\gamma}_{xy}^2(f)$ kleiner als die bei vergleichbaren Schätzungen der Autoleistungsspektren $\hat{S}_{xx}(f)$ bzw. $\hat{S}_{yy}(f)$. Mit abnehmender Korrelation der Zufallsprozesse nimmt die statistische Unsicherheit bei der Schätzung kreuzspektraler Eigenschaften jedoch drastisch zu.

Wird ein *multiple-input/single-output* Modell gemäß Abb. 2.3 mit korrelierten Eingangsgrößen durch ein Modell mit konditionierten Eingangsgrößen analog Kap. 2.3.3 ersetzt, nimmt bei der schrittweisen Berechnung der konditionierten Größen die Anzahl der Mittelungen n_d bei jedem Schritt um Eins ab. Schätzungen der multiplen Kohärenz $\hat{\gamma}_{x,y}^2(f)$ von q Eingangsgrößen liegen $n_d - q$ Mittelungen zugrunde, und nicht n_d Mittelungen wie bei der Schätzung der gewöhnlichen Kohärenz $\hat{\gamma}_{xy}^2(f)$; vgl. entsprechende Gleichungen und Funktionsverläufe in Abb. 2.10. Der normalisierte Zufallsfehler nimmt bei Betrachtung gleich großer Kohärenzamplituden mit der Anzahl der berücksichtigten Eingangsgrößen zu.

Kapitel 3

Messungen windinduzierter Erreger- und Antwortprozesse

3.1 INTENTION DER NATURMESSUNGEN

Um die Bemessung hoher, schlanker Bauwerke infolge Böenwirkungen auf eine verlässliche Grundlage zu stellen, werden seit 1989 kontinuierlich Messungen der Windturbulenz sowie der Systemantworten an dem Mast Gartow II im Norden Deutschlands (Wendland) durchgeführt. Der 344 m hohe Gittermast ist in vier Höhen mit jeweils drei Seilen abgespannt (Abb. 1.2). Der Mastquerschnitt ist quadratisch, der Eckstielabstand beträgt 4,0 m. Der Mast dient der Deutschen Telekom AG hauptsächlich als Antennenträger.

Die Windmessanlage Gartow umfasst über 120 Sensoren, die bis auf eine Höhe von +341 m angeordnet sind (Abb. 3.1). Dabei handelt es sich um eine der größten und bestausgestatteten Messanlagen ihrer Art auf der Welt. Die Anlage wurde ursprünglich konzipiert, um das Schwingungsverhalten abgespannter Maste während Stürmen und Orkanen vergleichbar dem Bemessungswind zu erforschen [NÖLLE 1991]. Zur statistischen Absicherung und Entwicklung von Turbulenzmodellen beschreibt TELLJOHANN [1998] auch solche Starkwindereignisse, denen eher geringe Windgeschwindigkeiten zugrunde liegen. Mit den seit über 10 Jahren gesammelten Winddaten fallen zudem wichtige Informationen zur Abschätzung der jährlichen Betriebsleistungen von Windenergieanlagen an [SEIF 2002].

Ziel der in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Untersuchungen ist die Identifizierung der Übertragungsmechanismen zwischen der anströmenden Turbulenz und den resultierenden Windwirkungen, um eine Basis für eine realistische Modellierung dynamischer Böenwindlasten zu schaffen. Im Bereich eines Fachwerks sind Messungen von Windkräften oder -drücken nicht sinnvoll, da durch die zerklüftete Struktur sehr kleinräumige Schwankungsanteile entstehen und damit kaum reproduzierbare Messergebnisse zu erwarten wären. Daher wurde der Gittermast im Februar 2001 auf zwei Ebenen (+65 m und +104 m) mit außen glatten Fassadenelementen über eine Fläche von insgesamt 360 m² partiell verkleidet (Abb. 3.2). Die mittleren Fassadenelemente lagern in horizontaler Richtung auf Kraftmesszellen, sodass die totale Windlast auf ein solches Element erfasst wird. Im Zentrum der Messelemente ist jeweils ein Druckaufnehmer installiert.

Der Abstand zwischen den beiden eingehausten Bereichen ist so gewählt, dass noch eine Korrelation zwischen den auf verschiedenen Höhen gemessenen Windkräften und -drücken zu erwarten ist. Eine räumlich nähere Anordnung der verkleideten Abschnitte war wegen der eingeschränkten Nutzungsmöglichkeiten am Mast nicht realisierbar. Die Verkleidungen sind im unteren Mastbereich angebracht, da hier naturgemäß größere Turbulenzintensitäten auftreten als wei-

ter oben, wo der hier interessierende dynamische Anteil der Böenlast verhältnismäßig klein wird. Die häufig sehr komplexen Strömungsverhältnisse in der oberflächennahen Schicht ≤ 50 m sprechen gegen eine Anordnung in unmittelbarer Bodennähe, da hierdurch die Identifizierung der zu untersuchenden Merkmale empfindlich gestört würde.

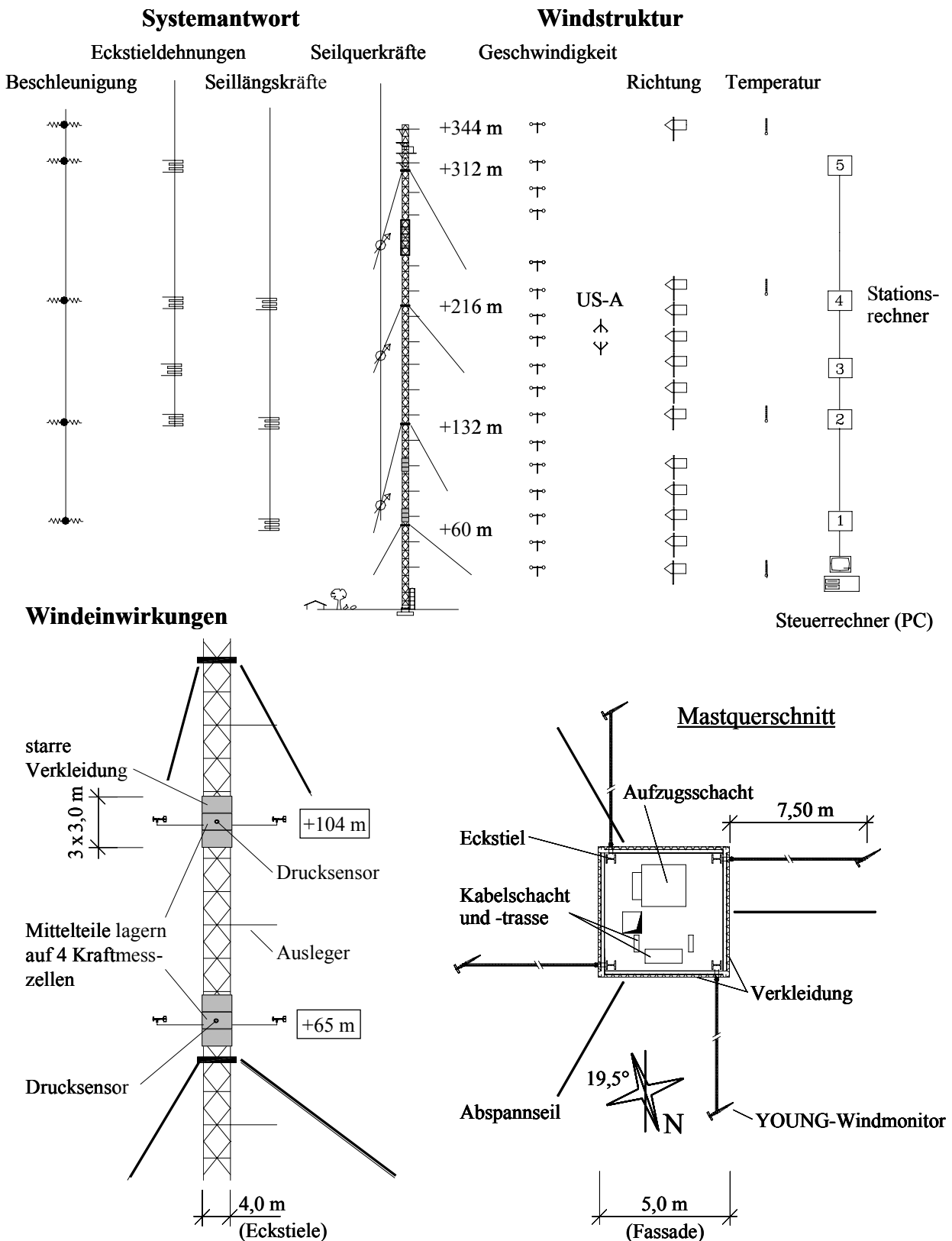


Abb. 3.1 Messequipment am Mast Gartow II

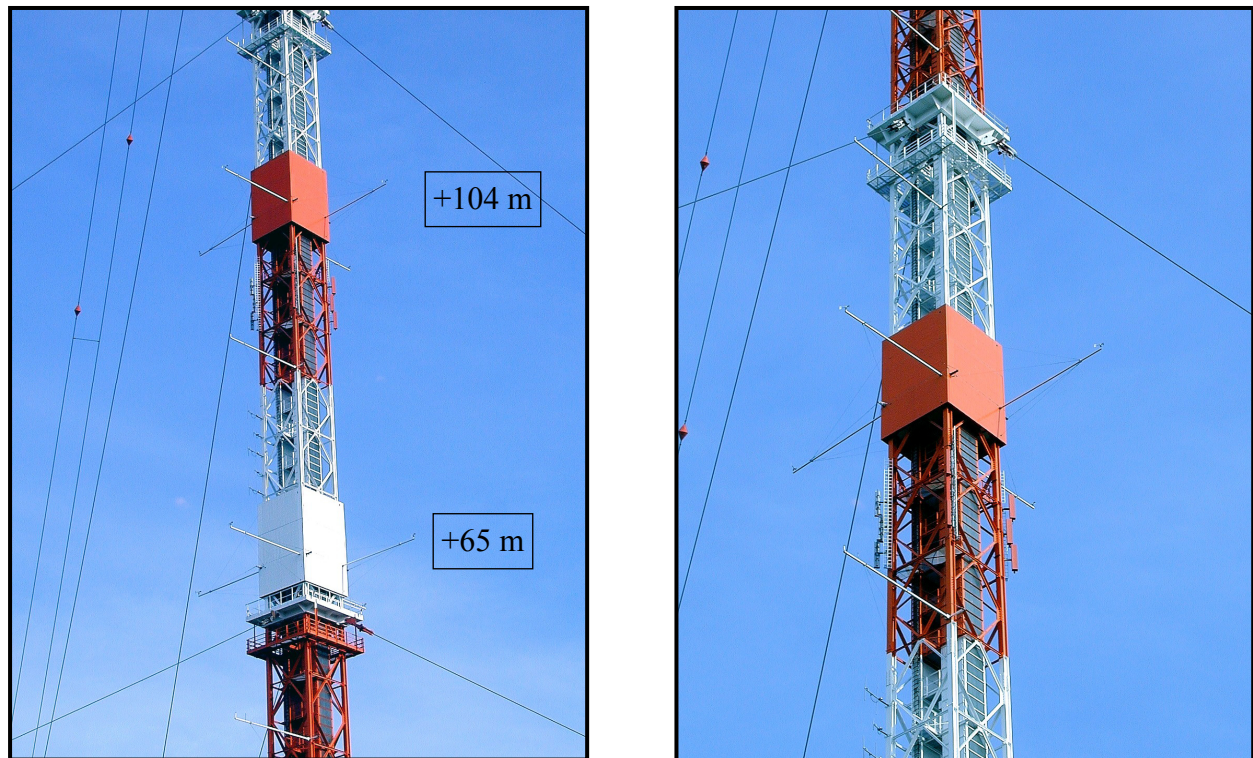


Abb. 3.2 Verkleidete Mastabschnitte

3.2 MESSEQUIPMENT AM MAST GARTOW

3.2.1 Messungen des turbulenten Windfeldes und der resultierenden Mastantworten

Die zwischen +30 m und +341 m in Abständen von meist 18 m angeordneten 17 trägheitsarmen Schalenkreuzanemometer messen in der jeweiligen Höhe den Betrag der Windgeschwindigkeit (Abb. 3.1). Zur Erfassung der horizontalen Windrichtungsschwankungen sind außerdem 12 Windrichtungsgeber montiert. Damit ist die Beschreibung sowohl der longitudinalen als auch der lateralen Turbulenzkomponente möglich. Das auf +210 m Höhe installierte Ultraschallanemometer (US-A) erfasst den räumlichen Windvektor nach einem von mechanischer Trägheit freien Messprinzip. Damit ist eine Referenzgröße gegeben, mit der Effekte infolge der mechanischen Trägheit der eingesetzten konventionellen Windaufnehmer identifiziert werden können. Um das durch die Verdrängungswirkung des Mastschaftes weitgehend ungestörte Strömungsfeld messtechnisch zu erfassen, wurden die Windaufnehmer am Ende von einklappbar ausgeführten Auslegern von 7,5 m Länge montiert.

Die Systemantworten des Mastschaftes werden auf fünf Höhen (den vier Abspannebenen und der Mastspitze) mittels Beschleunigungsaufnehmern sowie auf vier Ebenen mittels an jedem der vier Eckstiele applizierter Dehnungsmessstreifen (DMS) simultan mit dem Windfeld gemessen (Abb. 3.1). Diverse auf Seillaschen und Seilanschlussbleche geklebte DMS lassen Rückschlüsse auf die Seillängs- und -querkräfte der oberen drei Abspannebenen zu. Für die Messung der Lufttemperatur sind in vier Höhen Thermometer angeordnet.

Weitere Einzelheiten zu den genannten Sensoren (Kalibrierung und Verschaltung der DMS, Trägheitsverhalten der Schalenkreuzanemometer etc.) sind den Dissertationen von NÖLLE [1991] und TELLJOHANN [1998] zu entnehmen.

3.2.2 Messungen zur Identifizierung aerodynamischer Übertragungsfunktionen

Windkräfte

An den vier Mastseiten sind auf zwei Ebenen jeweils drei 3,0 m hohe und 5,0 m breite Fassadenelemente unmittelbar übereinander angeordnet (Anlage 3.1, 3.2). Die Elemente wurden aus Stahltrapezprofilen gefertigt, die über horizontalliegende Querträger an die Masteckstiele geklemmt sind. Außen sind die Elemente mit glatten Blechtafeln bedeckt. Das mittlere Element jeder Mastseite lagert in horizontaler Richtung auf 4 Kraftmesszellen mit sehr hoher reproduzierbarer Genauigkeit. Da die Einzelsignale der vier Kraftmesszellen einer Messtafel keine eindeutig verwertbaren zusätzlichen Informationen liefern, werden sie elektrisch zu einem einzigen Summensignal addiert. Die einzelnen Messelemente sind mechanisch *nicht* miteinander gekoppelt.

Die Eigenlast einer Messtafel ist über zwei kurze Zugstäbe am unteren Querträger des jeweils darüber angeordneten Fassadenelements abgehängt. Die oberen und unteren Elemente lagern fix an den Eckstielen. Sie schließen eine räumliche Umströmung der mittleren Messelemente weitgehend aus, sodass von einer nahezu "ebenen" (zweidimensionalen) Umströmung ausgegangen werden kann. Die Spalte zwischen den einzelnen Elementen sind mit flexiblen Fugenbändern weitgehend druckdicht, aber verschieblich ausgefüllt. Die beiden 5,0 x 5,0 x 9,0 m großen Zylinder mit quadratischem Grundriss sind oben und unten mit Blechen abgedeckt.

Undichtigkeiten, durch die Luft hinter die Fassadenelemente strömen kann, sind wegen konstruktiver Beschränkungen am Mast unvermeidlich. Bei luftdurchlässigen (hinterlüfteten) Außenwandbekleidungen kann im Allgemeinen wegen des sich über die Fugenöffnungen einstellenden Gegendrucks davon ausgegangen werden, dass auf diese insgesamt geringere Windlasten einwirken als auf geschlossene (hermetisch abgedichtete) Bekleidungen [PEIL 1994]. Die resultierende Windlast wird jedoch nur dann entscheidend beeinflusst, wenn der infolge einer Windböe erhöhte Außendruck sich ohne nennenswerte Zeitverzögerung auch auf der Innenseite einstellt. Dazu muss in dem eingehausten Mastabschnitt das Luftvolumen des Innenraums durch den Außendruck der Windböe komprimiert werden. Die Schwankungsanteile der durch die Undichtigkeiten strömenden Luft können sich allerdings in dem relativ großen Raum hinter den Fassaden verteilen; es kommt hier zu einem gewissen Druckausgleich. Da ohnehin infolge der so klein wie eben möglich gehaltenen Undichtigkeiten die Luftzufuhr entscheidend behindert wird, strömt die fluktuierende Luft nicht so schnell hinter die Fassaden wie sie sich in dem Innenraum ausgleicht. Somit kann sich auf den Fassadeninnenseiten kein bedeutsamer Gegendruck aufbauen. Bei der Ermittlung der Resultierenden der auf die vier Messtafeln einer Ebene wirkenden Windlast bleibt der sich gegenüber einem hermetisch abgedichteten Körper einstellende Druckunterschied sowieso ohne Einfluss, da wegen der für alle Messfassaden gleich großen Druckänderung hieraus keine resultierende Kraft folgt.

Bei Messaufnehmern kommt es grundsätzlich auf eine möglichst exakte Wiedergabe des vollständigen Zeitverlaufs der dynamischen Einwirkungen an. Damit die Messsignale der Windkräfte nicht durch Resonanzüberhöhung infolge der mechanischen Übertragung durch den Aufnehmer "Messfassade" verfälscht werden, sollte die Grundeigenfrequenz der schwingfähigen Messfassade möglichst hoch liegen - einer leichten, aber trotzdem steifen Konstruktion genügend. Die Beurteilung des dynamischen Übertragungsverhaltens der Messfassade für verschiedene Anregungsfrequenzen ist in praxi nur schwer zu realisieren. Daher wurde mit Hilfe des Programmpakets ANSYS® eine Frequenzganganalyse durchgeführt, bei der die eingeschwungene

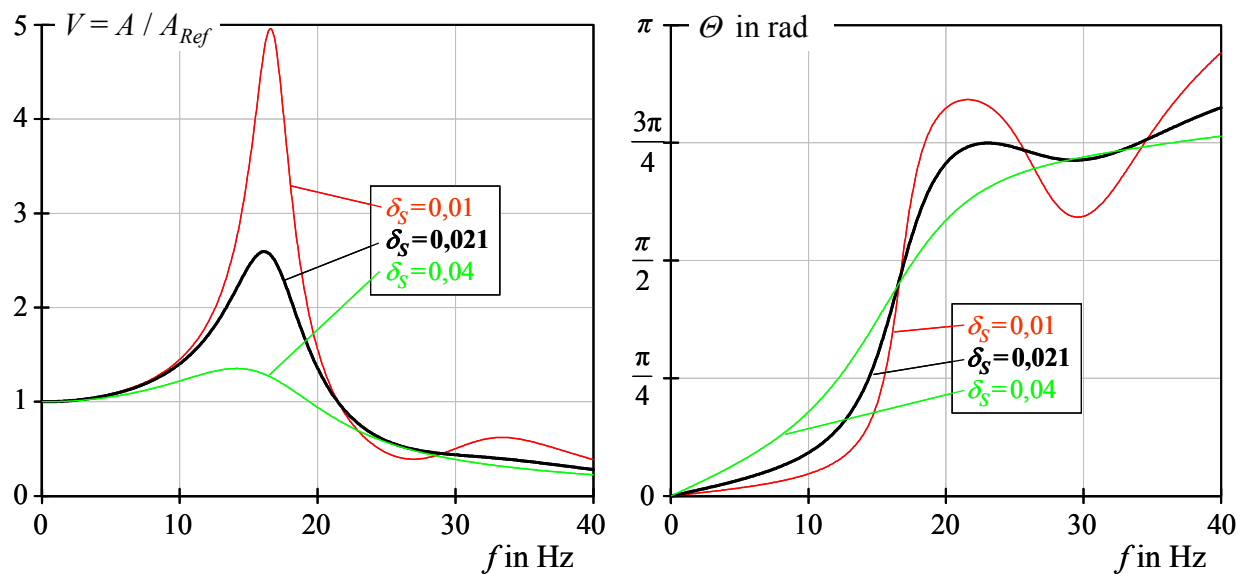


Abb. 3.3 Dynamische Übertragungsfunktion - Messfassade; V = Vergrößerung, Θ = Phase

Systemantwort eines FE-Modells der Messfassade infolge harmonischer, über die gesamte Fassadenfläche vollkorreliert wirkender Erregerkräfte berechnet wird.

Geometrie, Masse- und Steifigkeitsbelegung der Fassaden sind bekannt. Die Federsteifigkeit der verwendeten Kraftmesszellen wurde in einer Prüfmaschine bestimmt. Mittels eines experimentellen Ausschwingversuchs, bei dem eine Messfassade zunächst in der Mitte ausgelenkt, dann losgelassen und schließlich sich selbst überlassen wurde, konnten aus dem abklingenden Summensignal der Kraftmesszellen die dynamischen Systemparameter Grundeigenfrequenz $f_E = 17,1 \text{ Hz}$ und logarithmisches Dämpfungsdekrement $\delta = 0,021$ ermittelt werden. Die gemessene Eigenfrequenz stimmt gut mit der theoretischen Eigenfrequenz gemäß einer Modalanalyse überein.

Abb. 3.3 zeigt die Ergebnisse der Frequenzganganalyse. Dargestellt sind die Vergrößerungsfunktion V sowie der Phasenwinkel Θ der den Signalen der Kraftmesszellen entsprechenden horizontalen Auflagerkräfte des FE-Modells. Zum Vergleich sind die Übertragungsfunktionen für zwei Systeme dargestellt, denen von der gemessenen Dämpfung $\delta = 0,021$ abweichende Dämpfungswerte zugrunde liegen. Für die interessierenden Erregerfrequenzen bis ca. 2 Hz bleibt in jedem Fall die Amplitudenverstärkung kleiner als 1% ($V < 1,01$), wobei die Phasenverschiebung Θ bei Zugrundelegung der gemessenen Dämpfung weniger als 0,074 rad beträgt. Die auf die Fassaden wirkenden Windkräfte werden demzufolge durch den Aufnehmer "Messfassade" hinreichend genau wiedergegeben. Auf den Ansatz von Korrekturfunktionen wird verzichtet.

Während Starkwindereignissen wird die Masse eines Fassadenelementes infolge der unvermeidlichen Bewegungen des Mastschaftes beschleunigt. Um die daraus resultierenden Auflagerkräfte der Messtafeln quantifizieren zu können, wurde im Zentrum einer Messtafel ein Beschleunigungsaufnehmer installiert. Mit den während eines Starkwindereignisses gemessenen größten Doppelamplituden der Beschleunigung und mit der bekannten Masse der Messtafel ergibt sich mit dem NEWTONschen Kraftgesetz die aus der beschleunigten Fassade resultierende Kraftamplitude. Deren Anteil an den während des gleichen Zeitraums gemessenen horizontalen Auflagerkräften der Messzellen liegt bei unter 3% - ein noch tolerierbarer Fehler.

Winddrücke

Im Zentrum jedes auf Kraftmesszellen gelagerten Fassadenelements sind Druckmesseinheiten installiert. Neben der Charakterisierung der dort wirkenden dynamischen Oberflächendrücke ist damit ein Plausibilitätsabgleich mit den simultan durchgeführten Kraftmessungen möglich. Ferner ist eine Kalibriergröße für geplante Druckmessungen in turbulenter Windkanalströmung gegeben. Die Komponenten der Druckmesseinheit zeigt Abb. 3.4a: Rohrstützen mit Teller zur Befestigung an der Fassade, Nippelrohr zur Schlauchankopplung; nicht dargestellt sind der elektromechanische Differenzdruckaufnehmer mit Messverstärker sowie die Schlauchleitung. Die vier Druckaufnehmer jeder Fassadenebene messen die Differenz der Oberflächendrücke bezogen auf den Innendruck eines 10 l fassenden Druckbehälters, der im eingehausten Mastchaftbereich aufgestellt und über Schläuche mit den Druckaufnehmern an den Fassadenwänden verbunden ist. Als Referenzdruck wurde der Innendruck im Treppenhaus am Mastfuß gewählt. Dieser Druck wird den auf beiden Messebenen aufgestellten Behältern über eine Distanzleitung zugeführt.

Der relativ große Durchmesser des Rohrstützens im Einlaufbereich verhindert, dass infolge Kapillarwirkung Flüssigkeit in das Druckmesssystem eintritt. Regelmäßige Überprüfungen des Messsystems haben ergeben, dass nur wenig bzw. gar kein Schmutz in den Stützeinlaufbereich gelangt. Auf die Installation einer aufwändigen automatischen Vorrichtung zum Ausblasen des Messstutzens wurde daher verzichtet. Es ist jedoch eine kritische Beurteilung der aufgezeichneten Druckmesssignale angezeigt, um nicht eventuellen Fehlinterpretationen wegen eines beispielsweise verstopften Rohrstützens aufzusitzen.

Der dynamische Fassadenoberflächendruck wird über eine so kurz wie möglich gehaltene Schlauchleitung dem Differenzdruckaufnehmer zugeführt, der deshalb zusammen mit dem Signalverstärker in unmittelbarer Nähe des zu messenden Drucks an der Innenseite einer Fassade angeordnet ist. Als Maß für die Differenz zwischen dem Oberflächendruck und dem Innendruck des 10-l-Behälters verwendet der eingesetzte Druckaufnehmer die Verformung einer Membrane infolge dieser zweiseitigen Druckbeaufschlagung. Die Bauart des Aufnehmers gewährleistet für den abzudeckenden Druckbereich ein streng lineares Übertragungsverhalten.

In Abhängigkeit von seinen Querschnittsverhältnissen (Bohrung, Nippel, Verzweigungsstücke, Schläuche) sowie seiner Länge (vor allem der Schlauchleitung) reagiert das Druckmesssys-

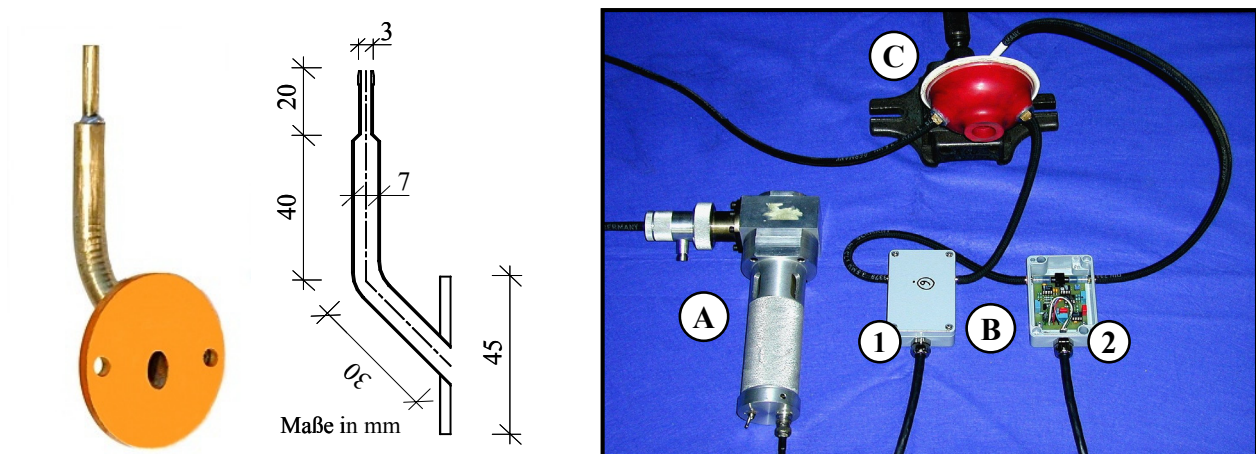


Abb. 3.4 Druckmesssystem
a) Rohrstützen mit Teller

b) (A) Druckgenerator (B) Differenzdruckaufnehmer
(C) Druckvorraum

tem sensibel hinsichtlich der richtigen Wiedergabe der fluktuierenden Drücke. Sowohl ein von der Größe des Totvolumens abhängiger zeitlich ausgedehnter Druckaufbau bei einmaliger Druckänderung als auch Resonanzerscheinungen bei periodischen Druckänderungen können zu einer krassen Verfälschung der Messergebnisse führen. Insbesondere die Luftsäulen im Inneren der flexiblen, knicksicheren PVC-Schläuche mit einem Innendurchmesser von 3 mm stellen schwingungsfähige Systeme dar. Das dynamische Übertragungsverhalten des kompletten Drucksystems wird daher eingehend untersucht (Abb. 3.4b).

Zur Erzeugung harmonischer Druckschwankungen von bis zu ± 20 mmWs wird ein vom Institut für Aeroelastik des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrttechnik (DLR) in Göttingen zur Verfügung gestellter Druckschwingungsgenerator verwendet. Dieser Druck wird einem "Druckvorraum" mit zwei Ausgängen zugeführt. Die Differenz der Ausgangsdrücke gegenüber einem für beide Ausgänge gleichen Bezugsdruck wird gemessen. Der eine Ausgang ist quasi unmittelbar nur über einen sehr kurzen Schlauch, mit dem Druckaufnehmer ① verbunden; der zweite Ausgang führt über den Rohrstutzen und einen daran anschließenden mindestens 50 cm langen Schlauch zum Aufnehmer ②; siehe Abb. 3.4b.

Der durch den Generator erzeugte Druck im Vorraum wird als Referenzdruck angenommen. Er kommt in situ dem Druck an der Fassadenoberfläche gleich. Für Erregerfrequenzen zwischen 1 und 100 Hz wird das dynamische Übertragungsverhalten des Druckmesssystems für verschiedene Schlauchlängen (50, 100 und 200 cm) zwischen dem Stutzeinlass und dem Differenzdruckaufnehmer ermittelt. Der Quotient aus dem am Ende des Drucksystems (Rohrstutzen, Schlauch) erfassten (Antwort-)Druck sowie dem (Erreger-)Referenzdruck entspricht der komplexen frequenzabhängigen Übertragungsfunktion. Die komplexen Wertepaare werden normiert. Abb. 3.5 zeigt die Amplitudenverstärkung V sowie die Phasenverschiebung Θ der Übertragungsfunktion für die am Mast eingesetzte Schlauchlänge von 50 cm sowie zum Vergleich für Längen von 100 und 200 cm. Die Grundfrequenz des in situ installierten Druckmesssystems liegt deutlich über 100 Hz. Dabei beträgt der Fehler infolge Amplitudenverstärkung bis zu einer Frequenz von 10 Hz weniger als 2%. Bis zu dieser Frequenz steigt die Laufzeit des Drucks in der Übertragungsstrecke näherungsweise linear an, wobei sich eine Phasenverschiebung $\Theta < 0,1$ rad

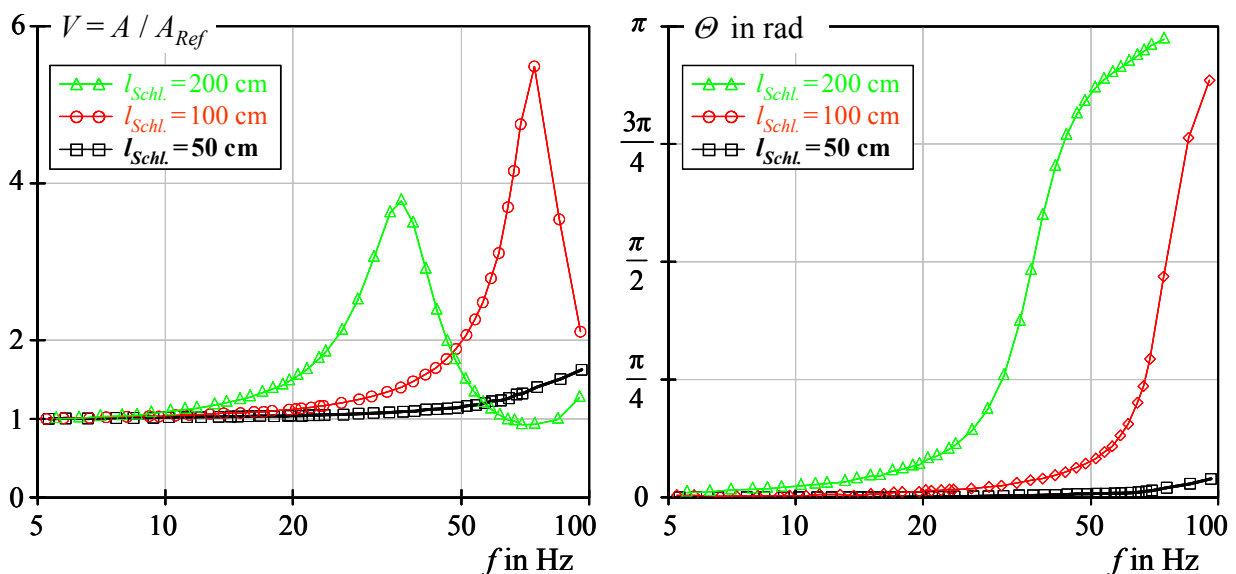


Abb. 3.5 Dynamische Übertragungsfunktion - Druckaufnehmer; V = Vergrößerung, Θ = Phase

einstellt. Sowohl die Amplitudenverstärkung als auch der Phasenwinkel bleiben also im Frequenzbereich nennenswerter böeninduzierter Druckschwankungen bedeutungslos. Der Zeitverlauf der dynamischen Oberflächendrücke wird durch das Aufnehmersystem hinreichend exakt wiedergegeben. Die Versuche zeigten zudem, dass das System invariant gegenüber Änderungen der Druckamplituden ist. Die Druckschwankungen im Druckbehälter erfolgen im Übrigen so langsam, dass eine unverfälschte Übertragung zwischen dem Behälter und dem Druckaufnehmer angenommen werden kann.

Windgeschwindigkeit und -richtung

Um in der Höhe der verkleideten Mastabschnitte bei verschiedenen Anströmrichtungen das durch den Mast weitgehend ungestörte Windfeld erfassen zu können, wurden sowohl auf +65 m als auch auf +104 m an den vier Eckstielen jeweils 7,5 m lange Ausleger angebracht; vgl. Abb. 3.1. An deren Enden sind sog. Windmonitore der Fa. YOUNG montiert, welche sowohl die Windgeschwindigkeit als auch die Windrichtung messen.

Infolge von Reibungseffekten und wegen ihrer Massenträgheit zeigen die Windmonitore kein ideales dynamisches Übertragungsverhalten: Schnelle Änderungen bzw. höherfrequente Anteile der Strömung werden nicht exakt übertragen; die Sensoren weisen Tiefpassverhalten auf. Nach Herstellerangaben beträgt die Anlaufgeschwindigkeit des Windrichtungsgebers 1,1 m/s bei einer Anfangsauslenkung gegenüber der Windrichtung von 10°; der Anlaufwert des Propellers für die Geschwindigkeitsmessung liege bei 1,0 m/s; seine Trägheitslänge betrage 2,7 m. Ein Vergleich dieser Daten mit den entsprechenden Werten der in den übrigen Höhen eingesetzten Schalenkreuzanemometer (Anlaufwert: 1,2 m/s; Trägheitslänge: 3,0 m) zeigt, dass für die Windmonitore gegenüber den Anemometern ein etwas besseres dynamisches Übertragungsverhalten zu erwarten ist. TELLJOHANN [1998] untersuchte das Übertragungsverhalten der Schalenkreuzanemometer, indem er deren Messsignale mit den zeitgleich aufgenommenen Signalen eines in unmittelbarer Nähe installierten Ultraschallanemometers verglich. Hierauf basierend lässt sich folgern, dass die Windmonitore die Schwankungsanteile der Strömung bis zu einer Frequenz von ca. 0,5 Hz ohne nennenswerten Fehler erfassen. Strömungsanteile mit Frequenzen größer als 0,5 Hz erfahren allerdings eine spürbare Dämpfung bei der Übertragung durch den Windmonitor. Der Anteil solcher Böenfrequenzen an der Gesamtenergie des Windprozesses ist jedoch relativ klein, sodass der aus der Signaldämpfung resultierende Fehler bei vielen Problemstellungen irrelevant bleibt. Der Einfluss der Verdrängungswirkung des verkleideten Mastbereichs auf die Windströmung an den Auslegerenden wird in Kap. 3.4.2 behandelt.

3.3 ERFASSUNG UND AUSWERTUNG DER NATURMESSDATEN

Messwerterfassung und Messstrategie

Die Messsignale der einzelnen Sensoren werden von fünf dezentralen Stationsrechnern erfasst (Abb. 3.1). Zur Vermeidung von *aliasing*-Effekten passieren sämtliche Messsignale vor der Digitalisierung analoge Tiefpassfilter 2. Ordnung mit einer Grenzfrequenz von 3 Hz. Danach werden diese digitalisiert, im RAM des jeweiligen Stationsrechners zwischengespeichert und auf Anforderung des am Mastfuß aufgestellten Zentralrechners über einen seriellen Bus an diesen gesendet. Getriggert durch die vom Zentralrechner vorgegebene Taktfrequenz von 10 Hz neh-

men die Stationsrechner nahezu zeitgleich die Messsignale auf. Zwischen der Erfassung des ersten und des letzten Signals der über 120 Sensoren vergehen nur wenige Millisekunden.

Im Standardbetrieb werden in einem Abstand von 60 min jeweils 30 min lange Messungen durchgeführt. Nach der Aufzeichnung einer solchen *Mittelwertmessung* werden die statistischen Kenngrößen (Minimum, Maximum, Mittelwert und Varianz) der 18000 Werte umfassenden Zeitreihe eines jeden Messaufnehmers bestimmt und auf der Festplatte des Zentralrechners abgelegt. Wird zwischen zwei Mittelwertmessungen, während sich der Messbetrieb im Wartezustand befindet, ein vorgegebbarer Schwellenwert von einem Messsensor überschritten, startet das Messprogramm unverzüglich eine *Starkwindmessung*. Wie bei der Mittelwertmessung werden dabei über einen Zeitraum von 30 min die Messsignale der einzelnen Sensoren mit einer Abtastrate von 10 Hz aufgezeichnet. Bei einer Starkwindmessung werden nach Aufzeichnungsende die Daten jedoch nicht gelöscht, sondern stehen für weitere Analysen zur Verfügung. Der Messbetrieb wird via Modem kontrolliert und gesteuert.

Die eingesetzten Sensoren sind im besonderen Maße der Witterung ausgesetzt. Technische Störungen, z. B. infolge Wassereintritt in Kabelsteckverbindungen, können trotz des Einsatzes hochwertigen Messequipments nicht verhindert werden. Bei Vereisung der Propeller der Windmonitore sind deren Messsignale nicht zu gebrauchen. In den Einlaufbereichen der Druckmessstutzen kann die Ansammlung von Schmutz nicht ausgeschlossen werden. Um solche Störungen bzw. Ausfälle einzelner Sensoren zu identifizieren, ist eine Plausibilitätsprüfung der auszuwertenden Datensätze zwingend erforderlich. Eine automatische, streng schematisierte Auswertung kann dieses nicht leisten, sodass eine individuelle Überprüfung der Datensätze unerlässlich ist.

Messauswertung

Die Abweichungen von den Mittelwerten der 30 min langen Zeitschriebe werden als Schwankungen infolge Windturbulenz aufgefasst; vgl. Kap. 4.4.2. Die diese Fluktuationen kennzeichnenden statistischen Parameter werden aus zentrierten, trendbereinigten Messschrieben geschätzt. Nach der Mittelwertbefreiung werden dazu die langwelligen Schwankungsanteile der Zeitreihen mittels Hochpassfilterung eliminiert, wobei die Trendbereinigung durch ein digitales Bessel-Filter 2. Ordnung mit einer Grenzfrequenz von $f_G = 0,003$ Hz vorgenommen wird. Die Grundfrequenzen üblicher Hochbauten liegen oberhalb 0,15 Hz. Der durch die Hochpassfilterung beeinflusste Frequenzbereich beschränkt sich also auf solche Frequenzen der Böenwirkung, die ohne bedeutsame Resonanzüberhöhung übertragen werden.

Die Hochpassfilterung gewährleistet nicht zwingend, dass der gefilterte Zeitschrieb die Kriterien für die stochastische Modellierung erfüllt (Kap. 2.2). Zur Beurteilung der Stationarität einer Zeitreihe werden sog. *Run-Tests* durchgeführt [BEND 2000]. Dabei wird überprüft, ob die Mittelwerte und Standardabweichungen der einzelnen Intervalle des betrachteten Zeitschriebes sich wie unabhängige Zufallsvariablen verhalten, die innerhalb bestimmter Konfidenzbereiche um einen Mittelwert schwanken. Eine solche Überprüfung ist für GAUSS-verteilte Zufallsprozesse wie die Windgeschwindigkeitskomponenten (Kap. 4.4.4) ein hinreichendes Kriterium. Die Überprüfung der Stationarität jener Zeitschriebe, die den in dieser Arbeit beschriebenen Auswertungen zugrunde liegen, erfolgte mit Hilfe von *Run-Tests* auf 5% Signifikanz (95% Aussagewahrscheinlichkeit) mit einer Intervalllänge von 30 s (300 Werte).

Eine bewährte Methode zur Schätzung statistisch aussagekräftiger Leistungsspektren basiert auf der Unterteilung des 18000 Werte umfassenden Zeitschriebes in 9 gleich lange Zeitintervalle, die sich um 2,65% ihrer Länge überdecken [TELL 1998]. Damit ergeben sich $2^{11} = 2048$ Werte/Intervall. Für jedes Intervall wird bei Ansatz einer HAMMING-Fensterfunktion (zur Reduktion des *leakage*-Effektes) das Leistungsspektrum bestimmt, um dann über Intervallmittelung das den gesamten Zeitschrieb charakterisierende Spektrum zu schätzen; vgl. Kap. 2.2.3 und 2.4. Bei dieser Vorgehensweise ist die niedrigste darstellbare Frequenz 0,0049 Hz.

Die Schätzung kreuzspektraler Größen ist insbesondere für solche Realisationen von Zufallsprozessen mit großen statistischen Unsicherheiten verbunden, die nur eine geringe statistische Abhängigkeit untereinander aufweisen (Kap. 2.4). Unter der Prämisse, dass der zufällige Fehler bei ausreichend langer Intervalllänge verhältnismäßig klein bleibe, erwies sich bei der Schätzung der Kohärenzen die Unterteilung der Schriebe in 40 gleich lange Zeitintervalle mit anschließender Intervallmittelung als sinnvoller Kompromiss. Überdecken sich die einzelnen Intervalle dabei um 12,7% ihrer Länge, erhält man $2^9 = 512$ Werte/Intervall. Bei einem 30 min langen Messschrieb ergibt sich eine Auflösung im Frequenzbereich von 0,0195 Hz.

Untersuchte Windsituationen

Die aerodynamischen Übertragungsfunktionen bzw. die Windwirkungen auf die Fassadenelemente werden für verschiedene Anströmsituationen untersucht. Die wichtigsten Parameter zur Beschreibung der für diese Arbeit ausgewerteten Windsituationen sind in Tab. 3.1 zusammengestellt. Die Parameter werden aus den Geschwindigkeits- und Richtungsmessungen jenes Windmonitors bestimmt, welcher entsprechend den in Kap. 3.4 beschriebenen Windkanalversuchen die ungestörte Anströmung am wenigsten verfälscht wiedergibt. Bezüglich der in Tab. 3.1 verwendeten Parameter zur Charakterisierung der Windstruktur siehe Kap. 4.

Zur Kennzeichnung der den folgenden Auswertungen zugrunde liegenden Windsituationen werden die in Abb. 3.6 gegebenen Konventionen eingeführt. Die römischen Ziffern kennzeichnen das Windereignis (Tab. 3.1, 1. Spalte). Da die Anströmbedingungen in der turbulenten Grenzschichtströmung höhenabhängig sind, wird zwischen den Messebenen auf +65 m (Kennzeichen "a") und +104 m ("b") unterschieden. Die mittlere Anströmrichtung wird entweder be-

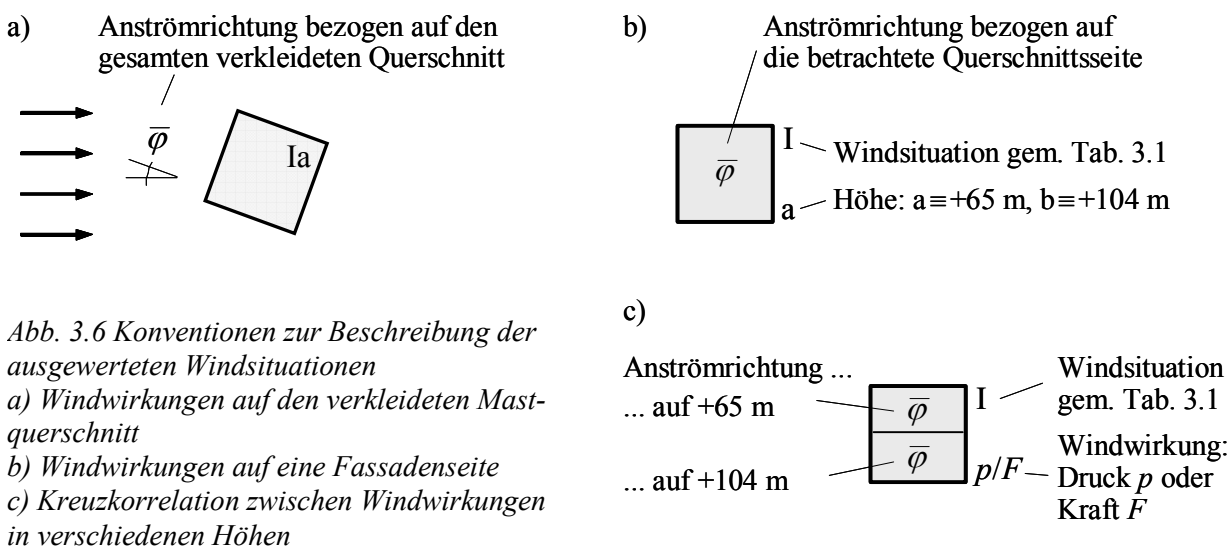


Abb. 3.6 Konventionen zur Beschreibung der ausgewerteten Windsituationen

- a) Windwirkungen auf den verkleideten Mastquerschnitt
- b) Windwirkungen auf eine Fassadenseite
- c) Kreuzkorrelation zwischen Windwirkungen in verschiedenen Höhen

zogen auf den Gesamtquerschnitt (Abb. 3.6a) oder bezogen auf einzelne Querschnittsseiten angegeben (Abb. 3.6b). Kreuzkorrelationen zwischen in verschiedenen Höhen aufgezeichneten Windwirkungen vergleichbarer Querschnittsseiten werden nach Abb. 3.6c beschrieben, wobei zwischen Windkräften F und -drücken p differenziert wird.

Tab. 3.1 Untersuchte Windfelder

Ereignis	Höhe [m]	$\bar{\varphi}$ [°]	\bar{u} [m/s]	I_u [%]	I_v [%]	xL_u [m] ¹
I	65	2	17,0	14	13	99
	104	4	18,2	13	10	112
II	65	16	14,9	14	11	170
	104	17	16,0	13	10	216
III	65	32	17,0	15	14	121
	104	33	20,1	10	10	194
IV	65	45	17,8	15	12	146
	104	47	19,1	12	11	190
V	65	3	13,5	18	15	148
VI	104	47	16	15	13	167

3.4 MESSUNGEN IM WINDKANAL

3.4.1 Mastmodell mit Messequipment, Versuchsdurchführung

Die Windkanalversuche dienen zum einen der Abschätzung des Einflusses der verkleideten Mastabschnitte auf die Strömung an den Auslegerenden, zum anderen der Beschreibung der Windwirkungen auf die Fassadenelemente. Wegen der unregelmäßigen Antennen- und Spiegelbelegung des Mastes Gartow ist die aerodynamische Umströmung des realen Mastschaftes über die Höhe verschieden. Im Folgenden wird das Modell eines “Regel“-Schaftabschnitts ohne Anbauten betrachtet. In einem solchen Bereich sind die Fassaden in situ montiert.

Für die Versuche konnte auf ein bereits vorhandenes Modell zurückgegriffen werden, welches das Original im Maßstab 1 : 50 detailliert abbildet [NÖLLE 1991]. Dieses Grundmodell weist eine Höhe von 95 cm entsprechend 47,5 m des realen Mastschaftabschnitts auf. Durch nachträgliches Anbringen eines quadratischen Zylinders im genannten Maßstab wird das Grundmodell zu einem Mastabschnitt mit Fassadenverkleidung umgestaltet (Abb. 3.8). Es wurde die Umströmung beider Modelltypen - Grundmodell mit und ohne Verkleidung - untersucht.

¹ Die Verhältnisse der Turbulenzmaße zur Querschnittsabmessung des verkleideten Fassadenbereichs liegen für die untersuchten Windereignisse im Bereich $^xL_u / d = 20 \dots 46$. Die aus Naturmessungen abgeleiteten Integralmaße der Turbulenz sind bezüglich ihrer statistischen Aussagekraft mit gebührender Skepsis zu verwenden; siehe auch Kap. 4.4.6.

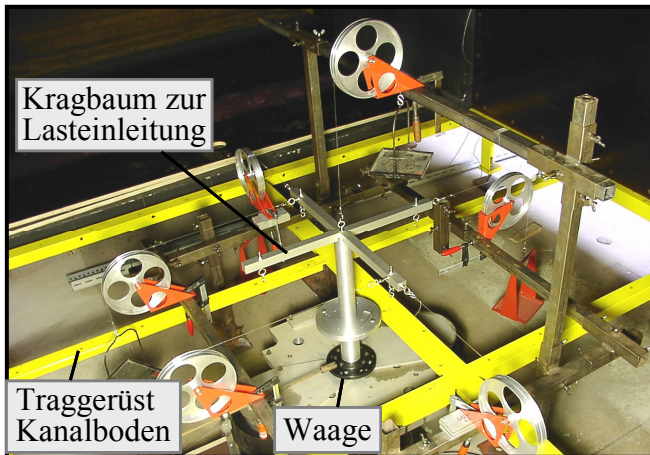


Abb. 3.7 Kalibriereinrichtung für die Sechs-Komponenten-Waage

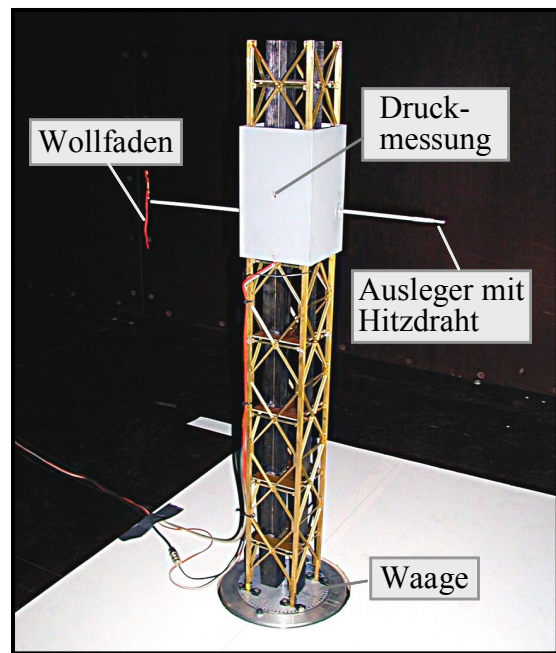


Abb. 3.8 Mastmodell mit verkleidetem Abschnitt

Mit der geometrischen Ähnlichkeit von Modell und Original ist für die Windkanalversuche eine Forderung zur Gewährleistung einer zur Natur ähnlichen Körperumströmung erfüllt. Die zweite Ähnlichkeitsforderung - das Verhältnis der Impuls- und Reibungskräfte in der Natur und im Modell soll identisch sein - wird mittels der Reynoldszahl $Re = \bar{u} \cdot d / \nu$ beschrieben.¹ Da $\nu_{Natur} = \nu_{Modell}$ ist, müsste zur Befriedigung dieser Forderung die Strömungsgeschwindigkeit im Versuch im vorliegenden Fall 50-mal so groß wie in der Natur sein. Dieses ist aus technischen Gründen nicht realisierbar. Da der untersuchte Gittermast einschließlich seiner verkleideten Abschnitte indes ausschließlich aus scharfkantigen Elementen besteht, sind die Ablösekanten der Strömung eindeutig festgelegt. Die Charakteristik der Umströmung solcher Körper ändert sich für $Re \geq 10^4$ kaum mit der Strömungsgeschwindigkeit. Bei den durchgeführten Versuchen ist $Re \cong 15 \cdot 10^4$, sodass die am Modell wirkenden Kräfte und Momente unter Berücksichtigung entsprechender Maßstabsfaktoren unmittelbar auf das Original umgerechnet werden können [WTG 1994].

Die Versuche wurden im Windkanal des Instituts für Mechanik der Uni Hannover durchgeführt. Der Kanal mit geschlossener Strahlrückführung weist eine 19 m lange Messtrecke mit einem rechteckigen Querschnitt von 2,20 x 2,40 m auf. Da die Projektionsfläche des Modells normal zur Windrichtung nur ca. 2% des Kanalquerschnitts beträgt, wird die Strömung um das in der Mitte des Streckenquerschnitts aufgestellte Modell durch die Decken und Wände des Windkanals kaum verändert. Die Versperrungseffekte sind hinreichend gering.

Zur Identifizierung der ungestörten Strömungsgeschwindigkeit wurde ein PRANDTL-Rohr eingesetzt. Der Referenzstaudruck betrug bei allen Versuchen in etwa 25 mmWs entsprechend einer Geschwindigkeit von 20 m/s. Das den Versuchen zugrunde liegende Strömungsfeld wies nahezu homogene Eigenschaften auf; der Grenzschichteinfluss war vernachlässigbar klein. Die mittleren Geschwindigkeiten über die Modellhöhe differierten um weniger als 2,5%, die Turbulenzgrade waren kleiner als 1%.

¹ d ist eine charakteristische Körperabmessung, ν entspricht der kinematischen Zähigkeit der Luft.

Zur Bestimmung von Kraftbeiwerten wurde das jeweils untersuchte Mastmodell frei auskragend und drehbar auf eine unterhalb der Messstrecke angeordnete 6-Komponentenwaage gestellt. Nach der Kalibrierung der Waage (siehe Kalibriereinrichtung in Abb. 3.7 sowie BARD [1984]) wurden die auf jeden Modelltyp integral wirkenden Strömungskräfte in Abhängigkeit von der Anströmrichtung φ_{Kanal} ermittelt. Dabei wurden die Kräfte für Anströmrichtungen $0^\circ \leq \varphi_K \leq 360^\circ$ mit einem Winkelinkrement von $\Delta\varphi_K = 2^\circ$ bestimmt. Am verkleideten Modell wurden neben den Windkräften simultan die Winddrücke im Zentrum einer Fassadenseite mittels eines Druckaufnehmers gemessen.

Auf jeweils gegenüberliegenden Seiten des verkleideten Modells sind zwei Ausleger montiert. Gemäß dem Modellmaßstab sind die im Original 7,50 m langen Ausleger im Modell 15 cm lang. Am Ende eines Modellauslegers, vergleichbar der Position der Windaufnehmer am realen Mast, ist ein Hitzdrahtanemometer befestigt. Dieses liefert Aufschluss über die Störung der Windmessungen infolge der Verdrängungswirkung des Mastschaftes. An das Ende des zweiten Auslegers ist ein Wollfaden gebunden, dessen Verhalten in der Strömung durch eine an der Windkanaldecke montierte Digitalkamera aufgezeichnet wird. Mittels Bildauswertungen werden so auf recht einfache Weise Informationen zu den Strömungsrichtungen an den Messorten gewonnen. Die Ergebnisse der Kraft- und Druckmessungen sind in Kap. 5.2.3 gegeben, die zu den Hitzdrahtmessungen im folgenden Kap. 3.4.2.

3.4.2 Beeinflussung der Strömung an den Auslegerenden durch den Mastschaft

Wegen der Verdrängungswirkung des Störkörpers (Mastschaft mit Verkleidung) stimmen die an den Auslegerenden gemessenen Windgeschwindigkeiten nicht exakt mit der ungestörten Anströmung überein. Zur Quantifizierung dieses Einflusses wird die am verkleideten Mastmodell an den Auslegerenden mit dem Hitzdrahtanemometer gemessene mittlere Windgeschwindigkeit \bar{W} auf die Referenzgeschwindigkeit \bar{W}_{Ref} der ungestörten Windkanalströmung bezogen.

Abb. 3.9 zeigt das Verhältnis der gemessenen Windgeschwindigkeiten $\bar{W} / \bar{W}_{\text{Ref}}$ in Abhängigkeit von der Anströmrichtung φ_K . Von NÖLLE [1991] wurden analoge Untersuchungen am unverkleideten Grundmodell durchgeführt. Die zugehörigen Ergebnisse sind zum Vergleich ebenfalls in Abb. 3.9 dargestellt. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen am verkleideten Mastmodell decken sich in etwa mit den Versuchsergebnissen NÖLLES, der allerdings nicht den gesamten Bereich möglicher Anströmrichtungen untersuchte. Durch die partielle Verkleidung des Mastes ändern sich gegenüber dem unverkleideten Grundmodell die Strömungseigenschaften an den Auslegerenden nur wenig, da das Grundmodell mit dem Fahrstuhlschacht und den Kabeltrassen sehr sperrige Einbauten aufweist.

Bei 0° -Anströmung liegt der Ausleger in etwa auf der Linie jenes Stromfadens, der luvseitig auf Null abgebremst wird (Staupunktlinie). Da der Ausleger in diesem Fall im Bereich der Verdrängungszone des Mastes liegt, ist hier $\bar{W} / \bar{W}_{\text{Ref}} < 1$. Liegt der Ausleger auf der Leeseite des Mastes, sind die in der Natur gewonnenen Messdaten kaum zu gebrauchen. Die Strömung wird in diesem Bereich vor allem durch körperinduzierte Effekte bestimmt. Wäre nur ein einziger Ausleger montiert, würde nur für Anströmwinkel $38^\circ \leq \varphi_K \leq 98^\circ$ und $264^\circ \leq \varphi_K \leq 298^\circ$ das ungestörte Windfeld um weniger als $\pm 8\%$ verfälscht erfasst werden (Abb. 3.9a). Da jedoch an jedem der vier Eckstiele ein Ausleger angebracht ist, kann für die Messauswertungen jener Windaufnehmer gewählt werden, durch den das ungestörte Windfeld am besten reproduziert

wird. Damit wird der größte Fehler bei der Erfassung der ungestörten Windgeschwindigkeiten für alle Anströmrichtungen auf weniger als $\pm 8\%$ reduziert; vgl. Abb. 3.9b. Dieser Fehler tritt allein in einem schmalen Anströmsegment um $\varphi_K = 30^\circ$ auf. Entsprechend kritisch sind bei solchen Anströmrichtungen die Messungen der Windgeschwindigkeiten, aber auch der Windrichtungen zu hinterfragen. Demgegenüber fallen für die übrigen Anströmrichtungen die Messfehler meist deutlich kleiner aus.

Nach den Bildauswertungen zum Verhalten des Wollfadens ist die von der Grundströmungsrichtung abweichende Orientierung des Fadens stark korreliert mit dem zugehörigen Fehler bei der Erfassung der ungestörten Windgeschwindigkeit. Bei Anströmrichtungen $\varphi_K \cong \pm 60^\circ$ zeigt auch der Faden in guter Näherung in diese Richtung. Dagegen wickelt sich im leeseitigen Strömungsfeld der Wollfaden meist um den vertikalen Draht, an dem er befestigt ist.

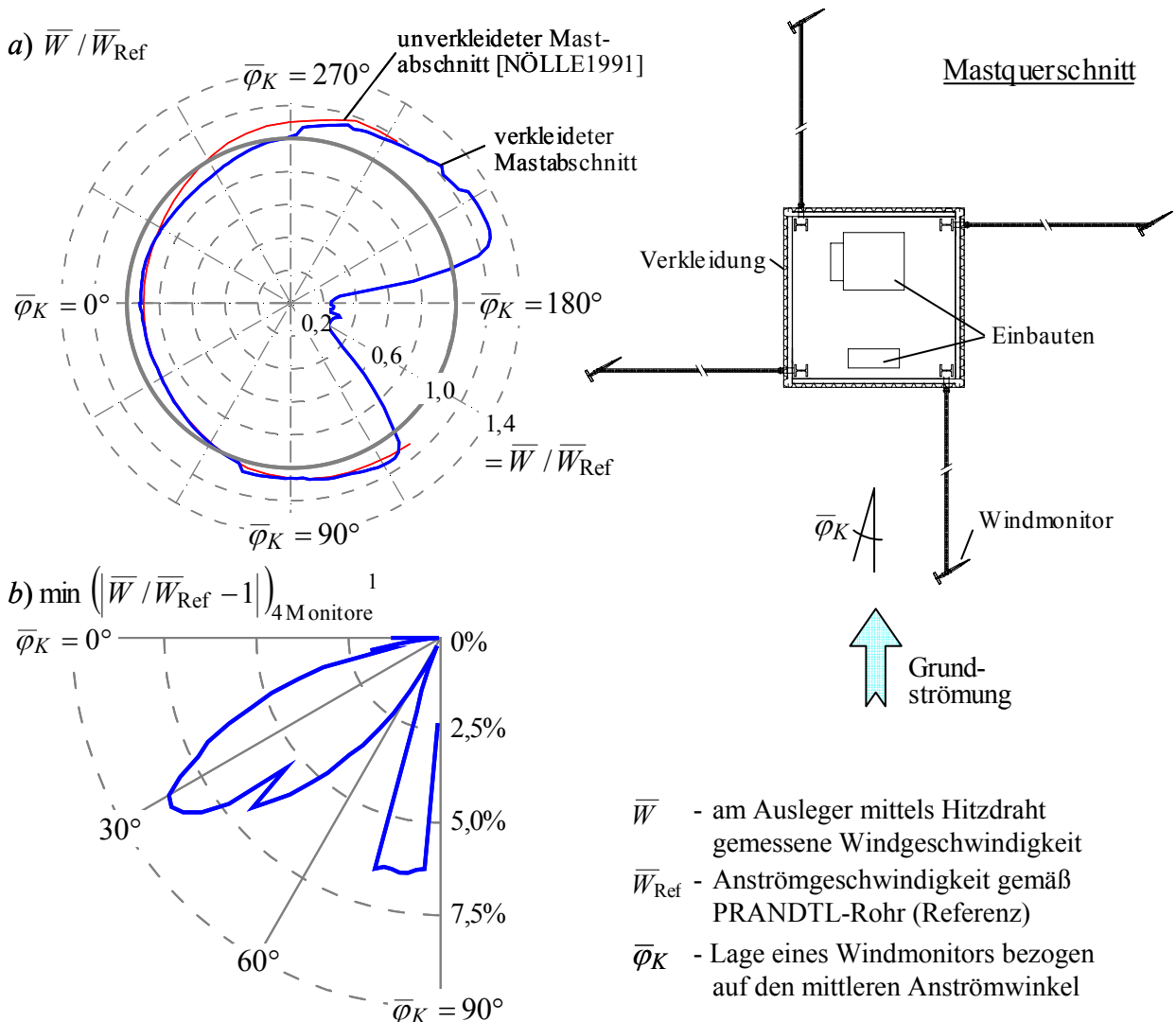


Abb. 3.9 Einfluss der Verdrängungszone des verkleideten Mastabschnitts auf die Windmessung an den Auslegerenden in turbulenzarmer Strömung

¹ $\min \left(\left| \bar{W} / \bar{W}_{\text{Ref}} - 1 \right| \right)_{4 \text{ Monitore}}$ beschreibt den kleinsten Fehler bei der Erfassung des ungestörten Strömungsfeldes unter Zugrundelegung des am wenigsten verfälschenden Windmonitors.

Kapitel 4

Charakteristika des natürlichen Windes

4.1 WIND IN DER ATMOSPHERISCHEN GRENZSCHICHT

Wind ist die Bewegung der atmosphärischen Luft, die durch Druckunterschiede infolge einer ungleichmäßigen Erwärmung der Luftmassen hervorgerufen wird. Die Druckdifferenzen bedingen die auf ein Luftpaket wirkende *Gradientenkraft*, die von Gebieten hohen zu solchen geringen barometrischen Drucks gerichtet ist. In der Atmosphäre strömen die Winde allerdings nicht direkt von einem Hochdruck- zu einem Tiefdruckgebiet, vielmehr werden die bewegten Luftpakete durch die sich als Folge der Erdrotation einstellende *Corioliskraft* abgelenkt. Der nur von der Corioliskraft und der Gradientenkraft beeinflusste *Gradientenwind* (in großen Höhen, außerhalb der Rauigkeitsschicht) verursacht keinen Druckausgleich; er strömt längs der Isobaren. Erst infolge der Reibung mit der mehr oder minder rauen Erdoberfläche wird die Luftströmung von der Richtung der Isobaren auf das Tiefdruckgebiet abgelenkt. Thermische Effekte erzeugen dabei auf- und absteigende Luftmassen. Es resultiert ein räumlicher Windvektor.

Die Bodenrauigkeit wird durch Geländeform, Bewuchs und Bebauung bestimmt. Sie beeinflusst im Wesentlichen die bodennahe Strömung. Die Reibung mit der Erdoberfläche bewirkt eine Verzögerung der Windströmung. Unmittelbar am Boden ist die Windgeschwindigkeit gleich Null. Von hier aus steigt die Geschwindigkeit innerhalb der *atmosphärischen Grenzschicht* kontinuierlich auf den Wert des Gradientenwindes an. Die Dicke der Grenzschicht variiert in Abhängigkeit von der Bodenrauigkeit, der Temperaturschichtung und der Windgeschwindigkeit zwischen $z_G = 300 \dots 1000$ m.

Die untersten 10% der Grenzschicht bis zu einer Höhe von ca. 100 m werden als bodennahe oder PRANDTL-Schicht bezeichnet. Innerhalb dieser Schicht lassen sich viele der physikalisch relevanten Größen (u. a. vertikale Profile der horizontalen Windgeschwindigkeit und der Temperatur) mittels universeller Funktionen beschreiben (MONIN-OBUKOVsche Ähnlichkeitstheorie). Effekte infolge der großräumigen Druckverteilung sowie der Erdrotation sind in der PRANDTL-Schicht vernachlässigbar. Wegen der kräftigen Turbulenz mit starkem vertikalen Teilchenaustausch (Kap. 4.2) bleibt die Windrichtung über die Höhe nahezu konstant.

Der an die PRANDTL-Schicht anschließende obere Bereich der atmosphärischen Grenzschicht ist die EKMAN-Schicht. Diese ist durch eine Drehung und Betragsänderung des Windvektors mit der Höhe infolge des Zusammenwirkens der antreibenden Druckgradientenkraft, der bremsenden Reibung und der ablenkenden Corioliskraft gekennzeichnet. Die EKMANSche Reibungsspirale beschreibt, dass auf ein hohes Bauwerk Windkräfte mit über die Höhe veränderlichen Richtungen wirken. Die Zunahme der Windgeschwindigkeit mit der Höhe ist in der EKMAN-Schicht kleiner als in der PRANDTL-Schicht.

Ausführliche Beschreibungen zum Aufbau der atmosphärischen Grenzschicht sowie des in der Grenzschicht zu beobachtenden starken Tagesgangs der Windgeschwindigkeit sind u. a. in STULL [1988], FOKEN [1990] und EMEIS [2002] zu finden. Darin wird neben den zuvor beschriebenen großräumig wirkenden Windereignissen auch auf lokale Entstehungsursachen für den Wind eingegangen, wie z. B. See- und Landwinde an Küsten oder Föhn in Gebirgen.

4.2 TURBULENTE GRENZSCHICHTSTRÖMUNG

Der atmosphärische Wind ist eine turbulente Grenzschichtströmung, welche in strömungstechnischer Sicht vergleichbar ist mit der sich an einem Festkörper ausbildenden Grenzschicht infolge der Reibung des Körpers mit einem strömenden Fluid [SCHL 1982]. Turbulente Strömungen sind dreidimensional und drehungsbehaftet. Sie sind durch regellose Änderungen der Strömungsgeschwindigkeit und -richtung gekennzeichnet; vgl. Abb. 4.2 (Seite 40) zu gleichzeitig in verschiedenen Höhen aufgezeichneten Windgeschwindigkeiten. Grundsätzlich finden turbulente Strömungen nur bei großen Reynoldszahlen Re statt. Ansonsten verhindern die dämpfenden Reibungskräfte die Turbulenzbewegung (Kap. 4.3). Die Umströmung von Körpern wird entscheidend durch die Turbulenz der Anströmung beeinflusst. Windfluktuationen können die Systemantworten von schwingfähigen Bauwerken deutlich erhöhen. Daher ist es angebracht, im Folgenden die grundlegenden Charakteristika von Turbulenzfeldern zu beschreiben. Darüber hinausgehende Angaben sind in ROTTA [1972] und HINZE [1975] gegeben.

Das Fluid Luft kann für die hier interessierenden Strömungsgeschwindigkeiten als inkompressibel angesehen werden. Sind zudem die Temperatur sowie die Luftdichte ρ konstant, wird ein Strömungsfeld durch die zeitabhängigen Momentanwerte von Druck $p(\mathbf{x}, t)$ und Geschwindigkeit $\mathbf{W}(\mathbf{x}, t)$ vollständig beschrieben.¹ Gemäß dem REYNOLDSSchen Ansatz sind turbulente Strömungen durch eine geordnete (zeitinvariante) Grundströmung $\overline{\mathbf{W}}(\mathbf{x})$ und superponierte ungeordnete (zufällige) Schwankungsbewegungen $\mathbf{W}'(\mathbf{x}, t)$ gekennzeichnet:

$$\mathbf{W}(\mathbf{x}, t) = \overline{\mathbf{W}}(\mathbf{x}) + \mathbf{W}'(\mathbf{x}, t) \quad \text{bzw.} \quad W_i(\mathbf{x}, t) = \overline{W}_i(\mathbf{x}) + W'_i(\mathbf{x}, t), \quad (4.1)$$

wobei definitionsgemäß $\overline{W'_i}(\mathbf{x}, t) = 0$ ist. Genügt die Windströmung Gl. (4.1), kann sie als stochastischer Prozess begriffen werden (Kap. 2). Bei der Bemessung von Hochbauten ist die vertikale Komponente der Windturbulenz im Allgemeinen vernachlässigbar. Der räumliche Geschwindigkeitsvektor $\mathbf{W}(\mathbf{x}, t) \equiv \mathbf{W}(t) = [u(t), v(t), w(t)]^T$ degeneriert dann zu einem horizontalen Vektor: $\mathbf{W}(t) = \mathbf{W}_{hor.}(t)$. Nach Abb. 4.1 wird die horizontale Hauptwindrichtung als die Richtung der vektoriellen Summe der momentanen Windvektoren $(i)\mathbf{W}$ festgelegt. Dabei beschreibt $i = 1, 2, \dots, N$ diskrete Zeitpunkte des N Werte umfassenden Messschriebes. Die *longitudinale* Geschwindigkeitskomponente $u(t)$ zeigt in Hauptwindrichtung. Die horizontal Normale zu $u(t)$ ist die *laterale* Komponente $v(t)$ mit dem Mittelwert $\bar{v} = 0$. Daraus folgt Gl. (4.2) mit $|\mathbf{W}(t)| = W(t)$ entsprechend dem Betrag des horizontalen Geschwindigkeitsvektors sowie mit $\varphi'(t)$ gleich dem momentanen Windrichtungswinkel.

¹ $\mathbf{x} = [x, y, z]^T$ beschreibt einen Raumpunkt in kartesischen Koordinaten. Fette Buchstaben kennzeichnen einen Vektor.

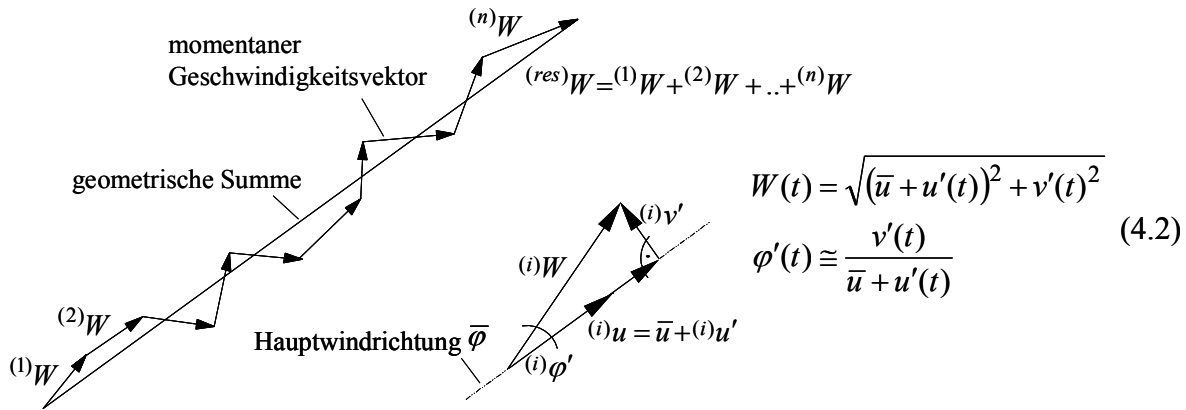


Abb. 4.1 Zerlegung des horizontalen Windvektors in seine Komponenten

Mit den NAVIER-STOKES-Gleichungen lassen sich die strömungsmechanischen Zustandsgrößen einer turbulenten Strömung prinzipiell deterministisch beschreiben, sofern die Anfangs- und Randbedingungen bekannt sind. Abgesehen von numerischen Restriktionen wäre für eine Vielzahl verschiedener Bedingungen bei entsprechend hohem Rechenaufwand das Strömungsdifferentialgleichungssystem zu lösen, um den zufälligen Turbulenzprozess hinreichend beschreiben zu können. Die Ergebnisse wären mit statistischen Methoden auszuwerten. Stattdessen werden im Allgemeinen die statistischen Operationen direkt den Differentialgleichungen zugewiesen. Dazu werden die Mittelwerte der einzelnen Glieder der NAVIER-STOKES-Gleichungen gebildet, man erhält die sog. REYNOLDS-Gleichungen. Diese Bilanzgleichungen für die zeitlich gemittelten strömungsmechanischen Zustandsgrößen enthalten Unbekannte in Form von $-\rho \overline{W'_i W'_j}$. Diese Terme beschreiben einen durch turbulente Schwankungsbewegungen intensivierten Impulsaustausch zwischen verschiedenen Höhenschichten, welcher anders als in laminarer Strömung nicht allein durch die “gewöhnlichen” Schubspannungen als Folge der Luftviskosität bestimmt wird. Die turbulenzbedingten Spannungen nennt man REYNOLDSSche oder “scheinbare” Schubspannungen. In praxi ist insbesondere die REYNOLDSSche Schubspannung $-\rho \overline{u'w'}$ von Bedeutung, die in der Summe mit den meist deutlich kleineren viskosen Schubspannungen die Grundlage einfacher Grenzschicht- bzw. Turbulenzmodelle bildet.

Turbulenzmodelle beschreiben den Zusammenhang zwischen den REYNOLDSSchen Spannungen und den gemittelten Strömungsgrößen. Mit ihnen ist die Lösung des nicht geschlossenen Systems der REYNOLDSSchen Gleichungen möglich. Ein solcher Ansatz ist der PRANDTLsche Mischungsweg. Dabei wird zur Angabe der REYNOLDSSchen Spannungen eine Impulsaustauschgröße eingeführt, welche unter anderem von der charakteristischen Länge ausgeht, die von einem Turbulenzelement zurückgelegt wird, bis es durch Vermischung mit seiner Umgebung seine individuelle Struktur verliert. Turbulenzmodelle genügen keiner strengen Theorie. Sie werden mittels experimenteller Ergebnisse zu halbempirischen Ansätzen verallgemeinert. Ihre Gültigkeit zur Beschreibung komplexer Windstrukturen ist daher beschränkt. Die in den letzten Jahrzehnten mit zunehmender Computerleistung angewandten numerischen Berechnungen verwenden Mehrgleichungsmodelle; das bekannteste ist das k - ε -Modell (Kap. 5.2.5).

Idealisierende Vorstellungen turbulenter Strömungen sind die homogene und isotrope Turbulenz. In homogener Turbulenz sind die Turbulenzparameter an allen Orten gleich. Ist zudem die Windstruktur unabhängig von der betrachteten Raumrichtung, spricht man von isotroper

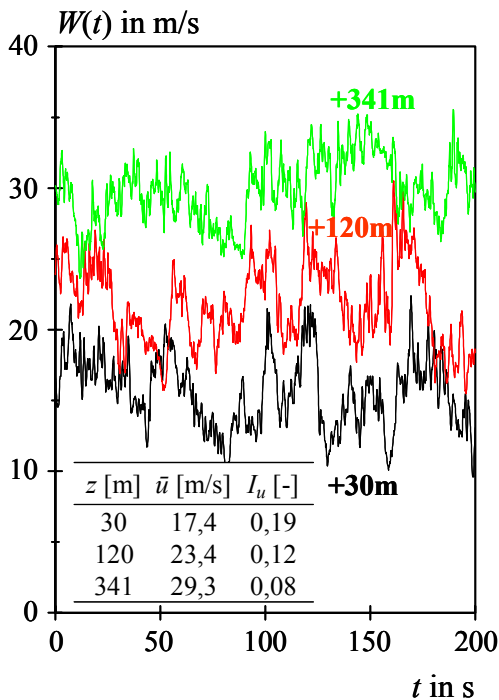


Abb. 4.2 Typische Turbulenzstruktur

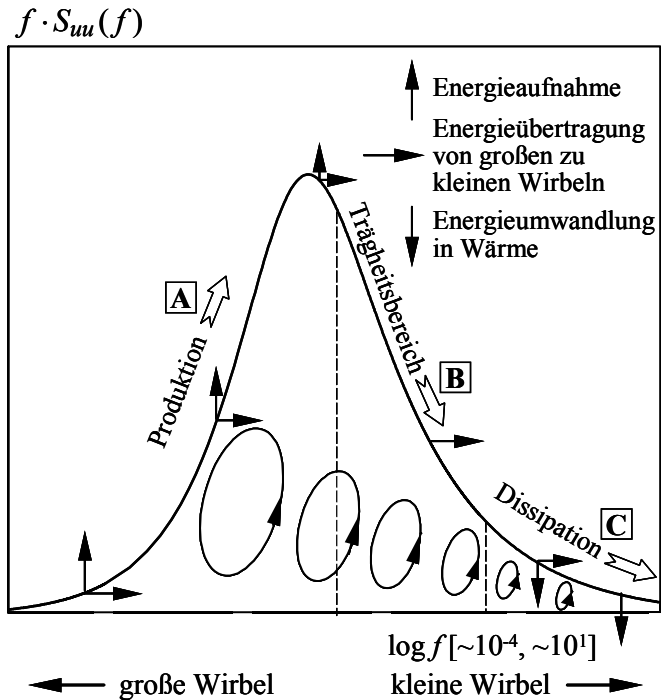


Abb. 4.3 Verlauf der spektralen Turbulenzdichte

Turbulenz. Die Kohärenzen der Geschwindigkeitskomponenten sind dann reellwertig. Die Annahme isotroper Turbulenz ist in geringen Höhen der atmosphärischen Grenzschicht nicht zutreffend; siehe auch Kap. 4.4.7. Bei der dynamischen Analyse des 344 m hohen Mastes Gartow II kann jedoch in guter Näherung von isotroper Turbulenz ausgegangen werden, da die für die Bemessung maßgebenden Windeinwirkungen überwiegend in Höhen auftreten, in denen diese Annahme gerechtfertigt ist.

4.3 BESCHREIBUNG DER TURBULENTEN WINDSTRUKTUR

Windmessungen über lange Zeiträume zeigen, dass das Windgeschwindigkeitsspektrum zwischen zwei energiestarken Bereichen ein Minimum bei Perioden von 10 min ... 1 h aufweist [HOVEN 1957]. Hier liegt die Schnittstelle zwischen dem großräumigen Großwettergeschehen und der aus der Bodenrauigkeit resultierenden örtlichen Turbulenz. Dementsprechend wird zwischen makrometeorologisch und mikrometeorologisch bedingten Fluktuationen unterschieden. In der Aerodynamik ist mit Blick auf die Schwingungen von Bauwerken insbesondere der kurzwellige Bereich des mikrometeorologischen Geschehens mit einem Maximum bei einer Periode von ca. 1 min von Relevanz.

Den Böen- bzw. Turbulenzballen unterschiedlichster Größe kann jeweils eine bestimmte Schwankungsfrequenz und damit ein bestimmter Anteil an der Gesamtenergie des Windprozesses zugeordnet werden. Niederfrequente Fluktuationen mit großer Böendauer implizieren große Wirbel, hochfrequente Schwankungsanteile kleine Wirbel. Aufschluss über den Energiefluss innerhalb der turbulenten Luftströmung liefert der Verlauf des longitudinalen Windgeschwindigkeitsspektrums $S_{uu}(f)$ nach Abb. 4.3, welches einen Ausschnitt der eigentlich dreidimensionalen Energieverteilung wiedergibt; vgl. COOK [1990].

Bei einer bestimmten Windgeschwindigkeit werden infolge der Bodenrauigkeit Wirbelformationen bestimmten Ausmaßes erzeugt. Die Energieproduktion im Bereich [A] nach Abb. 4.3 wird durch großskalige, niederfrequente Turbulenzkörper mit einer geringen Zähigkeitswirkung bzw. Viskosität geprägt, sodass der hohe Energiegehalt dieser Elemente nach und nach auf kleinere Elemente übertragen wird. Hiermit geht bis zu einer bestimmten Frequenz ein Anstieg der Energie der turbulenten Schwankungen einher. An den Maximalbereich schließt ein höherfrequenter Bereich [B] an, der durch die energietragenden Wirbel quasi unbeeinflusst bleibt. Hier wird turbulente Energie weder produziert noch dissipiert; die Bewegung der Wirbel ist unabhängig von externen Einflüssen, sie kann für große Reynoldszahlen Re als lokal-isotrope Strömung aufgefasst werden; vgl. SIMIU [1986]. Mittels Gleichgewichtsbetrachtung fand KOLMOGOROFF [1941], dass für den Verlauf der Energieverteilung in diesem ausschließlich von Trägheitskräften bestimmten Bereich $S_{uu}(f) \propto f^{-5/3}$ gilt. Damit ist ein typisches Maß für den Verlauf von Turbulenzspektren gegeben. Die Lage und Größe des Maximums ist dagegen von der Umgebung abhängig. Die Turbulenzenergie nimmt mit zunehmender Frequenz weiter ab. Es folgt die Dissipationszone (Bereich [C]), in der infolge des gegenüber den Trägheitskräften ansteigenden Viskositätseinflusses verstärkt Energie durch laminare Reibung zerstreut wird; die Turbulenzstruktur wird inhomogen bzw. anisotroper. Der skizzierte Energiefluss von großen zu stetig kleineren Böenelementen wird als KOLMOGOROFFscher Kaskadenprozess bezeichnet.

Für die Angabe aerodynamischer Lasten ist vor allem die spektrale Beschreibung des Maximal- und des anschließenden Trägheitsbereichs des Turbulenzspektrums von Bedeutung. Die diesen Bereichen zuzuordnenden großen (niederfrequenten) Wirbel hüllen gesamte Bauwerke oder zumindest große Teile davon ein. Da sie vollkorreliert auf ein Bauwerk treffen und zudem große Energien aufweisen, ist ihre Wirkung groß. Die Eigenfrequenzen üblicher Hochbauten liegen im durch die Trägheit der Wirbel bestimmten Frequenzbereich. Die dem Dissipationsbereich zuzuordnenden kleinen (hochfrequenten) Wirbel sind dagegen in der Bauwerksaerodynamik unbedeutend, da sie zum einen recht energiearm sind und zum anderen nur lokal wirken.

Die TAYLOR-Hypothese der "eingefrorenen" Turbulenz (*frozen turbulence*) postuliert, dass die Turbulenzballen mit der Grundströmung \bar{u} transportiert werden, ohne ihre Form zu ändern [TAYL 1938]. Die Windstruktur bleibt erhalten. Die Turbulenz tritt demnach mit einer Zeitverschiebung Δt im Abstand Δx in Strömungsrichtung unverändert auf ($\rightarrow \Delta x = \bar{u} \Delta t$). Die Hypothese impliziert, dass der Anteil der Grundströmung \bar{u} an der Gesamtströmung wesentlich größer ist als der Schwankungsanteil $u'(t)$. So ist der Ansatz der TAYLOR-Hypothese nur bei Turbulenzgraden $I_u = \sigma_u / \bar{u}$ bis 15% gerechtfertigt.

Die räumlich-zeitliche Struktur des turbulenten Windes lässt sich anschaulich als eine Grundströmung deuten, in der eine Vielzahl unterschiedlich großer, beliebig rotierender Wirbel-elemente "mitschwimmen". Dabei durchdringen sich die Wirbel unterschiedlicher Orientierung und Rotationsgeschwindigkeit. In einem großen Wirbel können beispielsweise kleinere Wirbel mit ungleicher Umdrehungsgeschwindigkeit enthalten sein. Die deformierten Fußbällen gleichenden Böenballen sind in Windrichtung nahezu doppelt so groß wie quer dazu. Ihre Form entspricht in etwa einem Ellipsoid mit einer zur Vertikalen geneigten Längsachse, die in Hauptwindrichtung zeigt [MAIER 1988]. TELLJOHANN [1998] nennt als weitere Formen kugel- und bumerangförmige Böenballen.

4.4 INGENIEURMODELL DER WINDTURBULENZ

4.4.1 Einführung

Eine theoretisch-analytische Beschreibung der komplexen Windstruktur ist nicht möglich. Man behilft sich mit vereinfachenden Ansätzen, die oftmals auf empirischen Daten basieren. Mittels des in Kap. 3 beschriebenen Messequipments lassen sich solche Modelle indes nicht vollständig validieren. Schon allein die Beurteilung der für die Turbulenzerzeugung maßgeblichen Schichtungsstabilität ist damit schwierig [PEIL 1993b]. Um beispielsweise thermische Transportprozesse sowie Windscherungen hinreichend genau beschreiben zu können, wäre die Installation einer Vielzahl weiterer Sensoren erforderlich, welche die Temperatur sowie die vertikale Geschwindigkeitskomponente erfassen. Oberhalb der PRANDTL-Schicht bewirkt insbesondere die thermisch bedingte Turbulenz einen intensiven vertikalen Impulsaustausch, welcher stark durch den Tagesgang mit unterschiedlicher Sonnenstrahlung gelenkt wird [STULL 1988]. Den im Weiteren vorgestellten Ergebnissen liegen ausschließlich Starkwindereignisse zugrunde, bei denen weitgehend von neutraler thermischer Schichtung mit einer horizontal ausgerichteten Hauptströmung ausgegangen werden kann.

4.4.2 Profile der mittleren Windgeschwindigkeit

Entsprechend der spektralen Lücke zwischen der örtlichen Turbulenz und dem Großwettergeschehen werden die Mittelwerte der Windgeschwindigkeiten im Allgemeinen für Zeiträume zwischen 10 min und 1 h angegeben; vgl. Kap. 4.3. Die sich für solche Zeitintervalle ergebenden Mittelwerte sind nahezu identisch. Meist wird dabei $z = 10$ m über Grund als Bezugshöhe gewählt. Neben dem Mittelungszeitraum und der Höhe über dem Erdboden sind die Geschwindigkeiten von der Bodenrauigkeit in der Umgebung eines Standortes abhängig. Eurocode 1-2-4 unterscheidet diesbezüglich 4 Geländekategorien (Gk), ESDU 85020 sieht etwas differenzierter 7 Kategorien vor. Die unterste Geländekategorie nach EC 1-2-4 ist definiert als raue See oder flaches Land ohne große Hindernisse; die unterste Kategorie nach ESDU 85020 entspricht rauer See während Extremwindereignissen oder schneebedecktem, flachen Ackerland. Innenstadtbereiche mit dichter Hochhausbebauung stellen jeweils die höchste Kategorie dar. Als Referenzgelände wird von Standorten ähnlich denen in der Umgebung von Flughäfen ausgegangen (Gk II nach EC 1-2-4, Gk IV nach ESDU 85020).

In unmittelbarer Bodennähe verschwinden wegen der Haftbedingung mit den Geschwindigkeitsschwankungen auch die REYNOLDSSchen Spannungen (Kap. 4.2). Man bezeichnet diesen Bereich als viskose Unterschicht. Für die darüber liegende turbulente Strömung in der PRANDTL-Schicht lässt sich ausgehend vom Modell des PRANDTLschen Mischungsweges ein universelles Wandgesetz ableiten, welches das mittlere Geschwindigkeitsprofil mit einem logarithmischen Ansatz beschreibt; vgl. Tab. 4.1, Gl. (4.3). Oberhalb der PRANDTL-Schicht schließt das Gebiet der “freien“ Turbulenz an, in dem die REYNOLDSSche Spannung $-\rho \overline{u'w'}$ mit wachsendem Bodenabstand bis auf den Wert Null am Grenzschichtrand abnimmt; Gl. (4.3) gilt hier nicht mehr.

Für das Geschwindigkeitsprofil nach Gl. (4.3) wird ausgehend von einer homogenen, neutralen Schichtung eine konstante Schubspannungsverteilung angenommen. Die Schubspannung ist $\tau = \text{konst.} = \rho u_\tau^2$, wobei die Schubspannungsgeschwindigkeit u_τ ein abstraktes Maß für die

Tab. 4.1 Ansätze zur Beschreibung des Windprofils $\bar{u}(z)$ ¹

Logarithmisches Gesetz, Gl. (4.3)	Eurocode 1-2-4, Gl. (4.4)	ESDU 82026, Gl. (4.5)	Potenzgesetz nach HELLMANN, Gl. (4.6)
$u_\tau / \kappa \ln(z / z_0)$	$u_{10} k_r \ln(z / z_0)$	$u_{10} \frac{\ln(z / z_0)}{\ln(10 / z_0)} + 86,25 f_c z$	$u_{10} (z / 10)^\alpha$

Coriolis-Parameter $f_c = 2\Omega \sin \phi$; Erdrotation $\Omega = 72,9 \cdot 10^{-6}$ rad/s; Breitengrad ϕ (Mast Gartow: $\phi = 53^\circ$)

Wirkung der Rauheit auf das Geschwindigkeitsprofil ist. Die nach KÁRMÁN benannte Konstante κ ist ein experimentell bestimmter Proportionalitätsfaktor, der üblicherweise gleich 0,4 gesetzt wird. Die Bodenstruktur wird durch die Rauigkeitslänge z_0 gekennzeichnet; vgl. PLATE [1995].

EC 1-2-4 verwendet ebenfalls einen logarithmischen Ansatz zur Beschreibung des Windprofils (Tab. 4.1, Gl. (4.4)). Der mit der Referenzgeschwindigkeit in 10 m Höhe zu multiplizierende Geländefaktor k_r entspricht dabei dem von DAVENPORT [1982] angegebenen empirischen Zusammenhang zwischen der Schubspannungsgeschwindigkeit u_τ und der Rauigkeitslänge z_0 : $k_r(z_0) = (z_0 / z_{0,\text{Ref}})^{0,07} / \ln(10 / z_{0,\text{Ref}})$. Gemäß EC 1-2-4 kann das Windprofil nach Gl. (4.4) bis auf eine Höhe von 200 m angewendet werden, nach SOCKEL [1984] gilt das logarithmische Gesetz für Höhen bis maximal 150 m.

In Höhen größer als 200 m ist der Einfluss der Corioliskraft auf die Windgeschwindigkeiten nicht mehr vernachlässigbar. Die Annahme einer konstanten Schubspannungsverteilung ist hier nicht gerechtfertigt. Unter Berücksichtigung dieser Effekte geben HARRIS & DEAVES [1980] für neutrale Schichtungsverhältnisse eine spezielle Lösung der Bewegungsgleichungen der turbulenten Grenzschichtströmung an [ESDU 82026]. Eine etwas vereinfachte Form dieses Ansatzes ist Gl. (4.5) in Tab. 4.1.

Die bodennahe Strömung zwischen Geländeversperrungen oder Hindernissen (Wälder, Gebäude etc.) ist sehr komplex. Ein Geschwindigkeitsprofil bildet sich erst oberhalb dieser Rauigkeit aus. Innerhalb der Rauigkeitsschicht mit der Höhe z_{\min} ist daher nach EC 1-2-4 ein “Grundwind“ anzunehmen. ESDU 82026 definiert dagegen eine geometrische Nullebenenverschiebung d_0 , welche quasi dem Nullniveau der Strömung über dem Boden bzw. der Dicke der Rauigkeitsschicht entspricht. Dieses Nullniveau kommt in Städten in etwa dem mittleren Dachniveau gleich. Abb. 4.4 zeigt die Geschwindigkeitsprofile nach EC 1-2-4 für die 4 definierten Geländekategorien. Je größer die Rauigkeit, desto völliger ist das Profil und desto dicker fällt die Rauigkeitsschicht aus.

Für baupraktische Zwecke wird oft das empirische Potenzgesetz nach HELLMANN [1915] verwendet (Gl. (4.6)). Der Exponent α hängt ebenso wie die Rauigkeitslänge z_0 von der Oberflächenstruktur des Geländes ab. In Abb. 4.4 sind für verschiedene Geländekategorien jene Exponenten angegeben, mit denen sich das Potenzgesetz außerhalb der Rauigkeitsschicht bis in Höhen von 200 m optimal an die verschiedenen Geschwindigkeitsprofile nach EC 1-2-4 anpassen lässt.

¹ Eine Zusammenstellung der in verschiedenen Regelwerken verwendeten Windprofile sowie der in Kap. 4.4.3 beschriebenen Turbulenzintensitäten ist in ZHOU [2002c] gegeben.

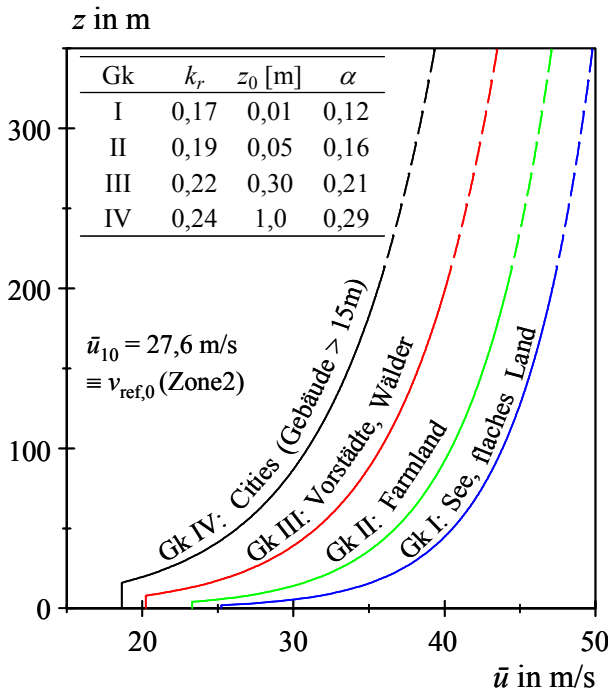


Abb. 4.4 Profile der mittleren Windgeschwindigkeit nach Eurocode 1-2-4

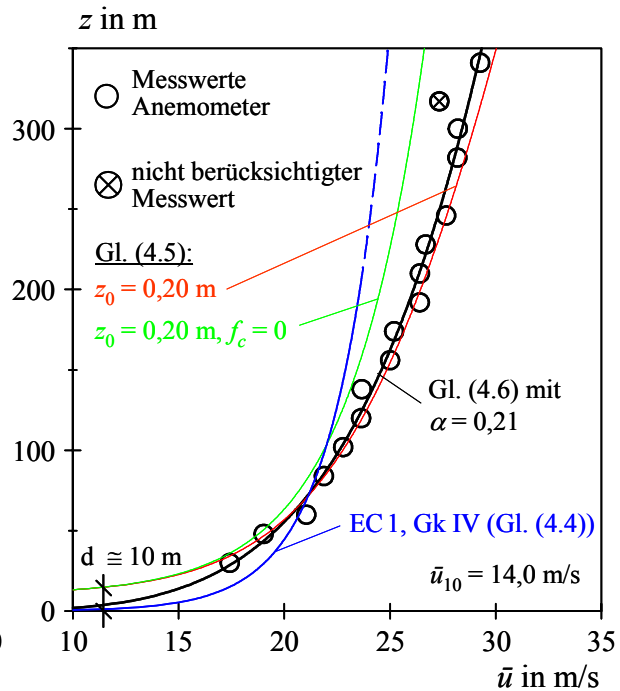


Abb. 4.5 Gemessenes Profil der mittleren Windgeschwindigkeit

Abb. 4.5 zeigt ein am Mast Gartow gemessenes Höhenprofil der über einen Zeitraum von 30 min gemittelten Windgeschwindigkeiten. Dazu sind verschiedene Ansätze zur Beschreibung des vertikalen Windprofils für unterschiedliche Rauigkeitsparameter dargestellt. Da an dem Messmast unterhalb 30 m keine Windaufnehmer installiert sind, wurde die Referenzgeschwindigkeit in 10 m Höhe für jenes Potenzprofil geschätzt, das bei Variation des Exponenten die beste Anpassung an die übrigen Werte liefert.

Nach TELLJOHANN [1998] lassen sich die am Mast Gartow in großen Höhen gemessenen Windprofile gut durch das Potenzgesetz approximieren. Für verschiedene, auch unmittelbar aufeinanderfolgende Windereignisse mit nahezu identischen Hauptwindrichtungen streut der Wertebereich des Exponenten α jedoch erheblich: $\alpha = 0,1 \dots 0,4$. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde unter anderem der logarithmische EC1-Ansatz Gl. (4.4) mit den freien Parametern z_0 und/oder k_r an die gemessenen Profile angepasst. Dafür folgen häufig in physikalischer Hinsicht unsinnige Werte für die Kennzahlen des Profils. Der EC1-Ansatz erhebt allerdings auch nicht den Anspruch, in großen Höhen - und gerade hier liegen die meisten Messpunkte - das Windprofil hinreichend genau zu beschreiben. Eine demgegenüber wesentlich bessere Approximation an die gemessenen Windgeschwindigkeiten liefert der HARRIS-DEAVES-Ansatz Gl. (4.5), der anders als die übrigen Ansätze diverse für die Windgeschwindigkeiten in großen Höhen maßgebenden Effekte berücksichtigt; siehe Abb. 4.5.

Die zuvor angesprochenen theoretischen Windgeschwindigkeitsprofile setzen voraus, dass stromauf des betrachteten Standortes eine genügend lange Strecke derselben Bodenrauigkeit vorliegt. Ein Rauigkeitswechsel kann in Abhängigkeit von der Art des Rauigkeitssprungs noch bis zu einer Entfernung von 50 km das Geschwindigkeitsprofil beeinflussen. Näheres über die Entwicklung hinter einem solchen Sprung findet man z. B. in ESDU 82026.

4.4.3 Turbulenzintensitäten

Für die dynamische Analyse schwingungsfähiger Bauwerke infolge Winderregung sind die Schwankungsanteile der Geschwindigkeitskomponenten - oft ausgedrückt durch die Varianzen der Prozesse - entscheidend. In der Regel werden die Varianzen nicht explizit angegeben, sondern dimensionslose Turbulenzintensitäten $I_{u_i} = \sigma_{u_i} / \bar{u}$. Die Ähnlichkeitstheorie geht von einer zur Schubspannungsgeschwindigkeit u_τ proportionalen Standardabweichung σ_u aus, wobei häufig $\sigma_u = 2,5 \cdot u_\tau$ unterstellt wird. Daraus folgt ein logarithmisches Profil für die longitudinale Turbulenzintensität I_u , das neben der Höhe z ausschließlich durch die Rauigkeitslänge z_0 bestimmt wird (Tab. 4.2, Gl. (4.7)). Mit zunehmender Höhe nimmt wegen des zurückgehenden Einflusses der Reibung die Turbulenzintensität ab.

Auf der Grundlage der am Mast Gartow durchgeführten Windmessungen schlägt TELLJOHANN [1998] den Ansatz nach Tab. 4.2, Gl. (4.8) zur Beschreibung der Turbulenzintensität vor. Als Referenzhöhe geht dabei $z_{\text{Ref}} = 30$ m ein. Der Geländeeinfluss wird über den Exponenten α analog dem Windprofil-Gesetz nach HELLMANN berücksichtigt.

In ESDU 83045 ist für die Turbulenzintensität eine geringfügig modifizierte Form des empirischen Ansatzes nach HARRIS & DEAVES [1980] abgeleitet. Der Ansatz berücksichtigt, dass bei neutralen Schichtungsverhältnissen $(\sigma_u)_{\text{max}} = 2,85 \cdot u_\tau$ unabhängig von der Rauigkeitslänge z_0 ist (Tab. 4.2, Gl. (4.9)). Nur die Höhe, in der dieses Maximum erreicht wird, hängt von der Rauigkeit ab. Bei Starkwindereignissen ist die Turbulenzintensität von der Windgeschwindigkeit nahezu unabhängig. Der Einfluss der Corioliskraft auf die Turbulenzintensität wird in dem recht unübersichtlichen ESDU-Ansatz durch den Parameter η erfasst.

Die in Gartow gemessenen Profile der Turbulenzintensitäten weisen ähnlich wie die Profile der mittleren Windgeschwindigkeiten große Streuweiten auf. In ESDU 85020 werden die Unsicherheiten bei der Bestimmung der Turbulenzintensität mit $\pm 10 \dots 20\%$ angegeben. Abb. 4.6 vergleicht die in verschiedenen Höhen aus 14 Messzeiträumen gemittelten Turbulenzintensitäten mit den in Tab. 4.2 beschriebenen Ansätzen. Die Form des gemittelten Höhenprofils repräsentiert eine Vielzahl einzeln gemessener Ereignisse.

Tab. 4.2 Ansätze zur Beschreibung der Turbulenzintensitäten I_u und I_v

EC 1-2-4, logarithmisches Gesetz, Gl. (4.7)	TELLJOHANN [1998], Gl. (4.8)	ESDU 85020, Gl. (4.9)
$I_u = \frac{1}{\ln(z/z_0)}$	$I_u = (0,5\alpha + 0,08) \left(\frac{z}{30} \right)^{-0,1\alpha - 0,44}$	$I_u = \frac{\sigma_u}{u_\tau} \frac{1}{2,5 [\ln(z/z_0) + 34,5 f_c z/u_\tau]}$ $\frac{\sigma_u}{u_\tau} = \frac{7,5 \eta [0,538 + 0,09 \ln(z/z_0)]^p}{1 + 0,156 \ln(u_\tau/(f_c z_0))}$ $\eta = 1 - 6 f_c z_0 / u_\tau; \quad p = \eta^{16}$
	$I_v = (0,5\alpha + 0,06) \left(\frac{z}{30} \right)^{-0,1\alpha - 0,4}$	$\frac{I_v}{I_u} = 1 - 0,22 \cos^4 \left(\frac{\pi}{2} \frac{z}{z_g} \right)$

Coriolis-Parameter f_c , Rauigkeitsparameter z_0 und α , Grenzschichthöhe $z_G = u_\tau / (6 f_c)$

Das ESDU-Geschwindigkeitsprofil liefert für die Rauigkeitslänge $z_0 = 0,20$ m die beste Annäherung an das gemessene Höhenprofil nach Abb. 4.5. Legt man diese Rauigkeitslänge den Ansätzen zur Turbulenzintensität nach EC1-2-4 und ESDU 85020 zugrunde, wird mit Abb. 4.6 offensichtlich, dass die logarithmischen Ansätze zur Beschreibung der gemessenen Intensitäten wenig geeignet sind. Der klassische Ansatz nach Gl. (4.7) verläuft insbesondere in großen Höhen viel zu steil. Der ESDU-Ansatz liefert demgegenüber unter anderem wegen der zusätzlichen Berücksichtigung der Corioliskraft eine etwas bessere Näherung. Eine gute Approximation an die gemessenen Turbulenzintensitäten leistet der ESDU-Ansatz für $z_0 = 0,03$ m. Diese Rauigkeitslänge entspricht nach ESDU 85020 dem Standardgelände („gleichmäßige Agrarlandschaft mit wenigen Bäumen und Hecken“). Eine solche Geländecharakteristik entspricht allerdings nicht der Umgebung des Gartow-Mastes, dort ist die Geländeoberfläche wesentlich rauer.

Für das Verhältnis der lateralen zur longitudinalen Turbulenzintensität ist in WTG [1994] ein konstanter Wert $I_v / I_u = 0,8$ angegeben, der weder von der Geländerauigkeit noch von der Höhe über Grund abhängt (Abb. 4.7). Auf der Basis in neutraler atmosphärischer Schichtung gemessener Turbulenzen beschreibt ESDU 85020 dagegen ein höhenabhängiges Verhältnis dieser Intensitäten. TELLJOHANN [1998] schlägt diesbezüglich einen Ansatz vor, der sowohl von der Höhe als auch vom Rauigkeitsexponenten α abhängt. Beiden höhenvarianten Ansätzen ist gemein, dass sie mit zunehmender Höhe von geringer werdenden Unterschieden zwischen den Schwankungsanteilen der horizontalen Geschwindigkeitskomponenten ausgehen. Für Höhen > 50 m ist nach TELLJOHANN $I_v / I_u = 90 \dots 100\%$, während gemäß ESDU 85020 bei hinreichender Grenzschichtdicke bis in Höhen von 350 m $I_v / I_u < 85\%$ gilt (Abb. 4.7). Bezüglich der in Gartow aufgezeichneten Messungen bleibt festzuhalten, dass die Ansätze nach ESDU und WTG die laterale Turbulenzintensität im Verhältnis zur longitudinalen deutlich unterschätzen. Bereits ab Höhen von ca. 200 m kann näherungsweise $I_v \cong I_u$ angenommen werden.

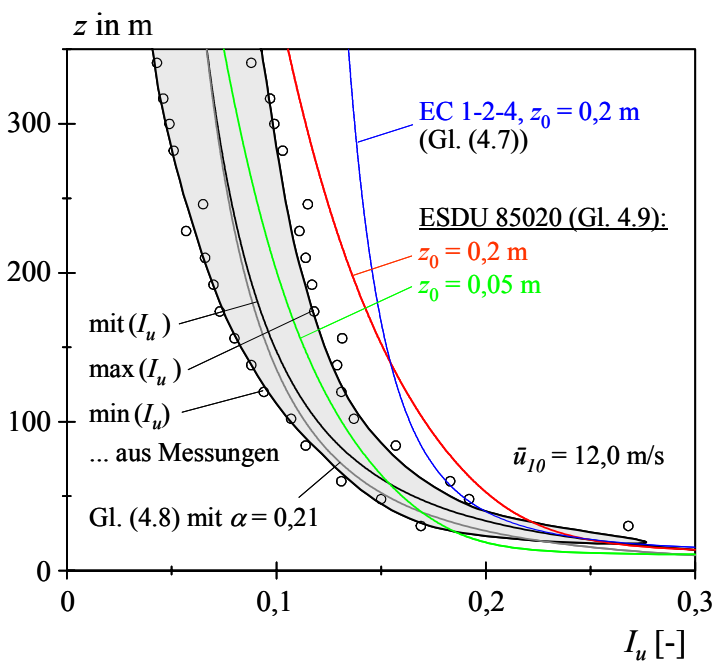


Abb. 4.6 Profile der longitudinalen Turbulenzintensität I_u

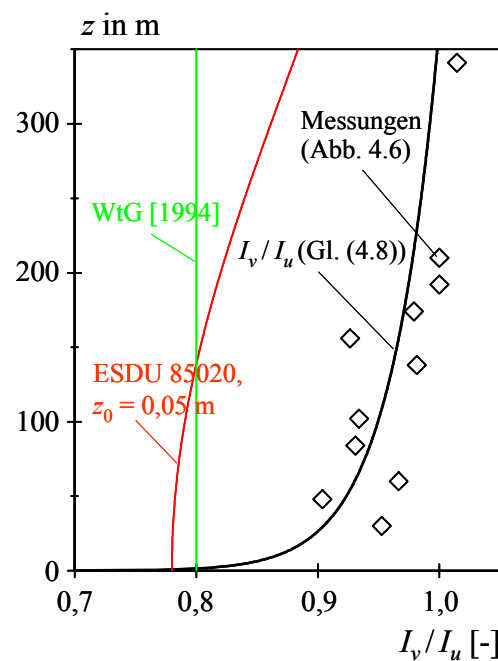
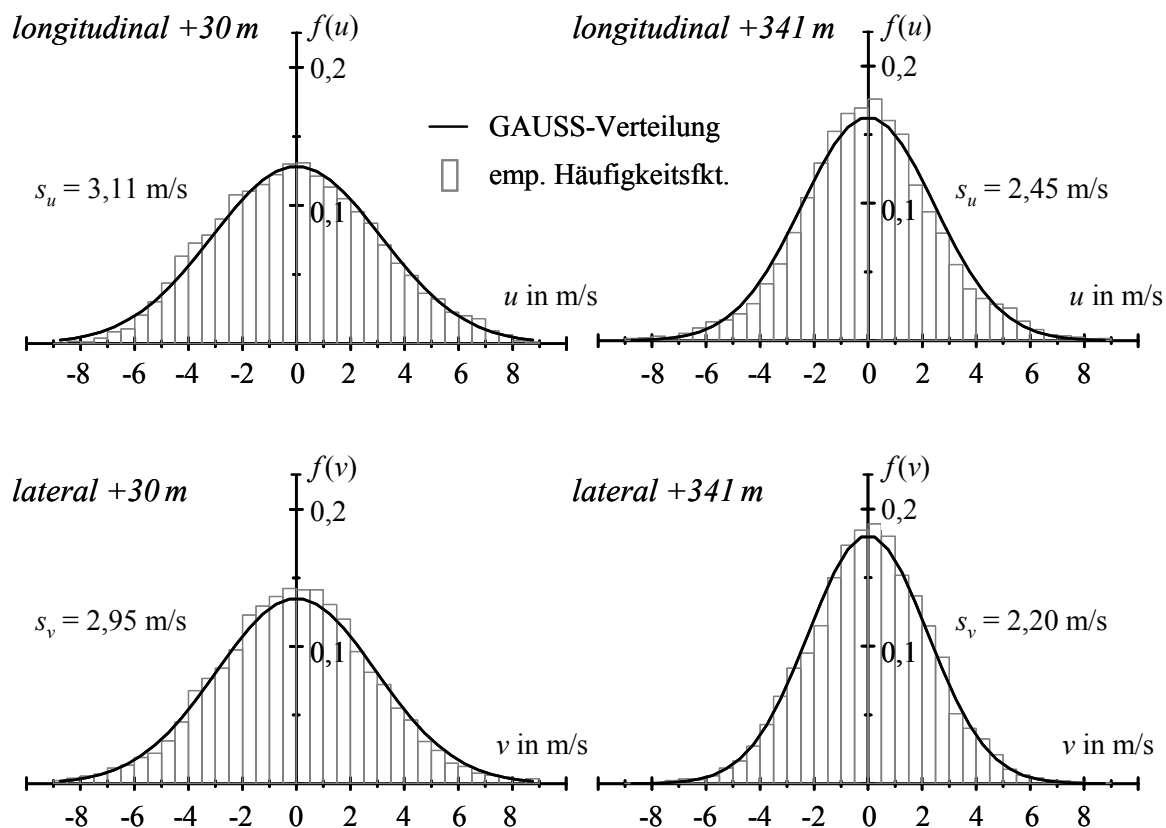


Abb. 4.7 Verhältnis der longitudinalen und lateralen Turbulenzintensität I_v / I_u

Abb. 4.8 Verteilungen der Geschwindigkeitskomponenten u und v

4.4.4 Verteilungen der Geschwindigkeitskomponenten

Abb. 4.8 zeigt ausgesuchte Verteilungen der am Mast Gartow auf +30 m und +341 m gemessenen longitudinalen und lateralen Komponenten der Windgeschwindigkeit. An dieser Stelle wird verkürzend nur auf deren visuellen Vergleich mit den zugehörigen GAUSS-Verteilungen eingegangen, welchen die aus den Zeitschrieben geschätzten Standardabweichungen s_{u_i} zugrunde liegen. Demnach ist die Annahme normal-verteilter Geschwindigkeitskomponenten gerechtfertigt. Gemäß Untersuchungen von STATHOPOULOS [1979] gilt dieses jedoch nicht in unmittelbarer Bodennähe.

4.4.5 Korrelationsfunktionen

Die Autokorrelation eines Windzeitschriebes gibt Aufschluss über das zeitliche Maß von Turbulenzelementen. Mittels der Kreuzkorrelationsfunktionen simultan gemessener Windgeschwindigkeitskomponenten kann bei genügend großem räumlichen Messpunktabstand auf die Größe und Form der Böenballen geschlossen werden.

In Abb. 4.9 sind Korrelationsfunktionen der in verschiedenen Höhen gemessenen longitudinalen und lateralen Geschwindigkeitskomponenten dargestellt - jeweils bezogen auf die entsprechenden Komponenten in einer Höhe von +30 m. Mit wachsendem Messpunktabstand werden die Maxima der Kreuzkorrelationsfunktionen kleiner, was einer nachlassenden Korrelation der Messschriebe untereinander gleichkommt. Dabei entfernen sich die Maxima zunehmend vom Ordinatenursprung $\tau = 0$. Nach MAIER-ERBACHER [1988] kann diese Verschiebung als Neigung

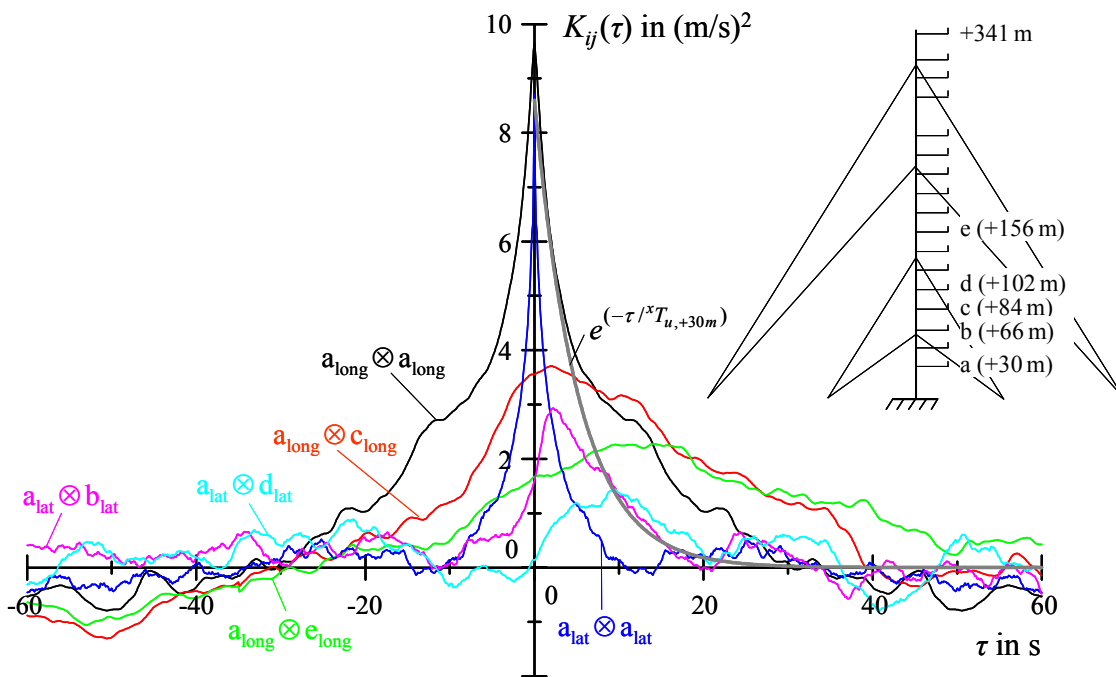


Abb. 4.9 Korrelationen gleicher Turbulenzkomponenten

der Böenballenfront gedeutet werden. Einheitliche Turbulenzelemente erreichen mit ihrer Front hohe Bauwerksabschnitte zuerst, die niedrigen Bereiche mit kleinerer Geschwindigkeit zu einem späteren Zeitpunkt. Mit zunehmender Höhe werden die Turbulenzelemente größer - anhand Abb. 4.9 ist dieses jedoch nicht zu erkennen. Die Zeitverschiebung, mit der die Turbulenzfront verschiedene Bauwerksbereiche erreicht, wird dabei kleiner.

Die Korrelationsfunktionen der lateralen Turbulenzkomponenten weisen stärker ausgeprägte Maxima auf als die der longitudinalen Komponenten; sie klingen schneller ab. Dieses ist auf den gegenüber der longitudinalen Turbulenz geringeren Leistungsanteil der lateralen Komponente im niederfrequenten Bereich zurückzuführen. Indessen weist die laterale Komponente energiereichere Anteile im höherfrequenten Bereich auf; vgl. Abb. 4.13. Für die longitudinalen Turbulenzkomponenten sind ausgehend von +30 m noch bis auf +156 m merkliche Korrelationen festzustellen ($\Delta z = 126$ m). Die lateralen Komponenten sind dagegen schon bei einem deutlich geringeren Messpunkt Abstand $\Delta z = 72$ m quasi unkorreliert miteinander.

Die lateralen und longitudinalen Geschwindigkeitskomponenten sind nicht nachweisbar korreliert miteinander (Abb. 4.10). Anschaulich beschrieben: Die Wahrscheinlichkeiten, dass links- oder rechts herum drehende Böenballen einen Raumpunkt passieren, sind gleich groß.

4.4.6 Integrale Längenmaße

Eine wichtige Kennzahl zur Beschreibung turbulenter Strömungen ist das zweifach indizierte Integrallängenmaß. ${}^x L_u$ ist beispielsweise das Längenmaß der longitudinalen Komponente u gemessen in x -Richtung:

$${}^x L_{u_i} = \frac{\int_0^\infty K_{u_i u_i}(x) dx}{\sigma_{u_i}^2} \quad \text{mit} \quad u_i = u, v, w \quad (4.10)$$

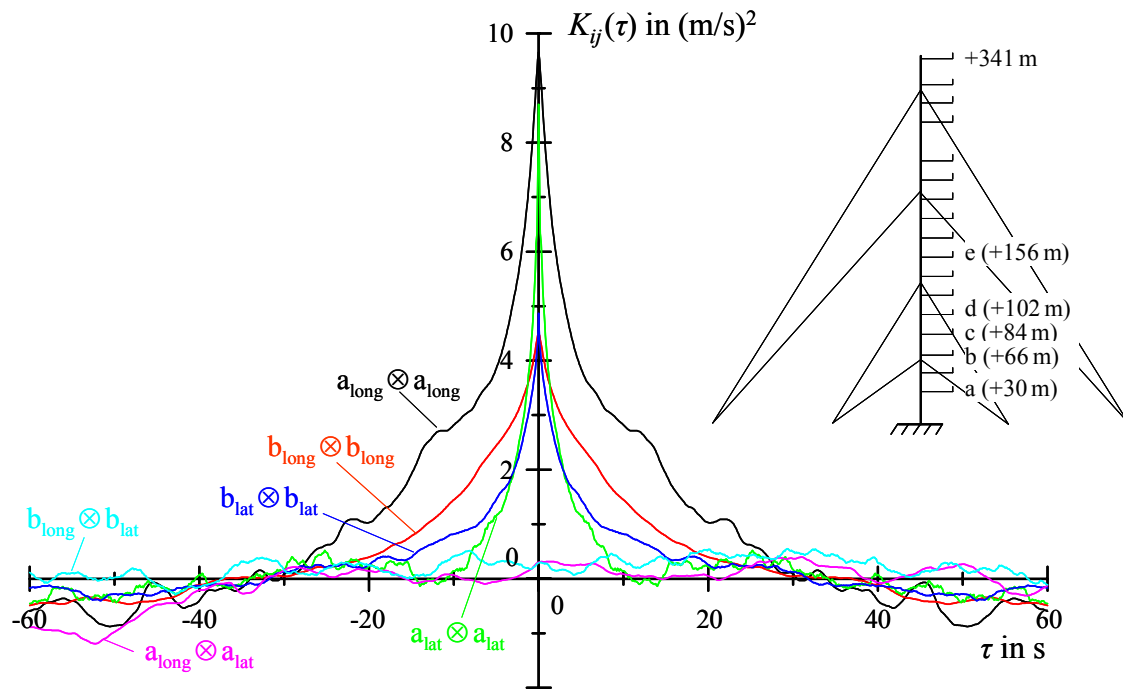


Abb. 4.10 Korrelationen verschiedener Turbulenzkomponenten in derselben Höhe¹

Demnach wird die Fläche unter der Autokorrelation $K_{u_i u_i}(x)$ durch ein Rechteck mit der Höhe $K_{u_i u_i}(x=0) = \sigma_{u_i}^2$ und der Breite ${}^x L_{u_i}$ ersetzt. Das Integrallängenmaß kann anschaulich als mittlere Wirbelballengröße der Strömung in eine der drei Richtungskomponenten gedeutet werden. Innerhalb eines solchen Wirbels seien alle Schwankungen vollständig korreliert miteinander. Mit den Integrallängenmaßen lassen sich die Größenverhältnisse der Turbulenzstruktur mit den Abmessungen eines Bauwerks vergleichen. Die Längenmaße in y - und z -Richtung werden analog Gl. (4.10) ermittelt. Insgesamt sind also 9 Längenmaße definiert; ${}^x L_u$ ist die Leitgröße.

Das zu den Längenmaßen komplementäre Integralzeitmaß charakterisiert die durchschnittliche Wirkungsdauer einer Böe an einem ortsfesten Punkt. Die drei Zeitmaße T_{u_i} folgen aus Gl. (4.10), wenn man die Längen x (oder y, z) durch die Zeitverschiebung τ ersetzt. Voraussetzend die Gültigkeit der TAYLOR-Hypothese ergibt sich die Schätzung des Integrallängenmaßes aus ${}^x L_u = x T_u \cdot \bar{u}$.² Auf dieser Basis wird die Korrelationsfunktion $K_{uu}(\Delta x_i)$ üblicherweise mit

$$\frac{K_{uu}(\Delta x_i)}{\sigma_u^2} = \exp(-\Delta x_i / {}^x L_u) \quad \text{mit} \quad x_i = x, y, z \quad (4.11)$$

beschrieben. Wird für die auf +30 m gemessene longitudinale Turbulenzkomponente nach Abb. 4.9 das integrale Zeitmaß T_u bestimmt und dieses in die zu Gl. (4.11) komplementäre Gleichung für $K_{uu}(\tau)$ eingesetzt, folgt der dargestellte exponentielle Verlauf. Das Abklingen der tatsächlichen Korrelation wird in diesem Fall deutlich überschätzt.

Schon die Schätzung von Integrallängen- oder Integralzeitmaßen aus Messungen im Windkanal ist mit großen statistischen Unsicherheiten verbunden [SCHRA 1994]. Deren zuverlässige

¹ Zum Vergleich sind auch andere Korrelationen dargestellt.

² Das Integralzeitmaß ${}^x T_u$ wird in dieser Arbeit über das Verhältnis der Fläche der Autokorrelationsfunktion $K_{uu}(\tau)$ bis zum ersten Nulldurchgang zur Varianz σ_u^2 des Prozesses berechnet.

Schätzung auf der Grundlage von Feldmessungen, bei denen unter anderem wegen der wirksamen thermischen Schichtung der Atmosphäre meist weitaus “ungünstigere“ Verhältnisse als im Windkanal vorliegen, gestaltet sich demgegenüber noch deutlich schwieriger. DUCHÊNE-MARULLAZ [1975] gibt beispielsweise für Messungen in 60 m Höhe ein Integrallängenmaß von ${}^xL_u = 190$ m mit einem zugehörigen Streubereich ${}^xL_u = 120 \dots 290$ m an. Die in ESDU 74030 für Höhen $(z - d) < 500$ m angegebenen Funktionen zu den Längenmaßen (Tab. 4.3) basieren auf Messergebnissen, wobei die statistischen Unsicherheiten dieser Maße mit $\pm 30\%$ benannt werden. Bei der Ermittlung der quasi-statischen Reaktion von Kragssystemen bedingt ein Faktor 2 beim Ansatz des Integrallängenmaßes lediglich einen Unterschied von ca. 10% [NIEM 1997]. Der resonante Anteil der Systemreaktion ist dagegen äußerst sensibel hinsichtlich der Wahl dieses Turbulenzmaßes.

WTG [1994] benutzt den Profilexponenten α zur Darstellung der Höhenabhängigkeit von xL_u , wobei das Integrallängenmaß ausgehend von einem Bezugswert ${}^xL_{u,Ref}$ in einer Höhe z_{Ref} beschrieben wird. Diesem Ansatz ist mit den übrigen in Tab. 4.3 gegebenen Ansätzen zu den Längenmaßen gemein, dass diese ausschließlich vom Geländetyp und von der Höhe über Grund abhängen. Die Böenballengröße wird insbesondere in Bodennähe hauptsächlich durch die Bodenrauigkeit bestimmt; sie ist hier von der Windgeschwindigkeit nahezu unabhängig.

4.4.7 Leistungsspektren

Analytische Lösungen für Windleistungsspektren gibt es nicht; man ist auf eine parametrische Anpassung von Messergebnissen angewiesen. Einige aus theoretischen Betrachtungen folgende asymptotische Vorgaben sind dabei einzuhalten [NIEM 1994, 1997]. Vorschläge zu funktionalen Abhängigkeiten von Leistungsspektren sind in der Vergangenheit vielfach gemacht worden. Eine Zusammenstellung der in diversen Normen verwendeten Spektren liefern ZHOU *et al.* [2002b]. Da “kein einheitliches Bild“ zur Beschreibung des für die Resonanzantwort eines Tragwerks bedeutenden Trägheitsbereichs der Windturbulenz vorliegt, fordert NIEMANN [1997], meteorologische Messungen gezielt hinsichtlich dieses Spektralbereichs auszuwerten, um die Bemessung schwingungsfähiger Bauwerke infolge Böenerregung auf eine sicherere Grundlage als bisher zu stellen.

Einige Ansätze zu Turbulenzspektren sind in Tab. 4.3 zusammengestellt; vgl. Abb. 4.11 und 4.12. Die Spektren sind zum besseren Vergleich auf die Varianz $\sigma_{u_i}^2$ entsprechend der Gesamtenergie des Prozesses normiert. Die Ansatzfunktionen gehen auf zwei allgemeingültige Beschreibungen der Spektraldichte zurück, die sich in der dimensionslosen Darstellung der Frequenz unterscheiden: zum einen die von MONIN eingeführte Similaritätskoordinate $n = f z / \bar{u}$, zum anderen $N = f {}^xL_u / \bar{u}$ mit dem Integrallängenmaß als charakteristische Größe. Sämtliche Ansätze gelten nur außerhalb der Rauigkeitsschicht. Für Innenstadtbereiche unterhalb des mittleren Dachniveaus ist die spektrale Beschreibung der komplexen Strömungsvorgänge vergleichsweise schwierig [PEIL 1999].

Ausgehend vom KOLMOGOROFFschen Trägheitsbereich extrapoliert KÁRMÁN auf den durch die energietragenden Wirbel bestimmten Spektralbereich. Die KÁRMÁN-Spektren leisten über das gesamte mikrometeorologisch relevante Frequenzband eine gute analytische Beschreibung der Idealisierung einer isotropen Windstruktur. Für dynamische Tragwerksanalysen im trägheitsbestimmten Frequenzbereich der Turbulenz kann dafür vereinfachend

Tab. 4.3 Ansätze zu Windleistungsspektren $S_{u_i}(f)$ und Integrallängenmaßen ${}^xL_{u_i}$

Ansatz	Normierte Leistungsspektren	Integrallängenmaß
KÁRMÁN [ESDU 85020]	$\frac{f S_u(f)}{\sigma_u^2} = \frac{4 N}{(1 + 70,8 N^2)^{5/6}}, N = \frac{f {}^xL_u}{\bar{u}(z)}$ $\frac{f S_v(f)}{\sigma_v^2} = \frac{4 N (1 + 755,2 N^2)}{(1 + 283,2 N^2)^{11/6}}, N = \frac{f {}^xL_v}{\bar{u}(z)}$	${}^xL_u = 25 (z - d)^{0,35} z_0^{-0,063}$ ${}^xL_v = 5,1 (z - d)^{0,48} z_0^{-0,086}$ [ESDU 74030]
EC 1-2-4 [1995]	$\frac{f S_u(f)}{\sigma_u^2} = \frac{6,8 N}{(1 + 10,2 N)^{5/3}}, N = \frac{f {}^xL_u}{\bar{u}_{10}}$	${}^xL_u = 300 (z / 300)^\varepsilon$ ε gem. Gelände
KAIMAL <i>et al.</i> [1972]	$\frac{f S_u(f)}{\sigma_u^2} = \frac{22 n}{(1 + 33 n)^{5/3}}$ $\frac{f S_v(f)}{\sigma_v^2} = \frac{19 / 3 n}{(1 + 9,5 n)^{5/3}} \quad n = \frac{f z}{\bar{u}(z)}$	${}^xL_u(z) = {}^xL_{u, \text{Ref}} \cdot \left(\frac{z}{z_{\text{Ref}}} \right)^\alpha$ [WTG 1994]

ε = Geländeparameter, d = Nullniveau der Strömung, z_0 = Rauigkeitslänge

$$\frac{f S_u(f)}{\sigma_u^2} = 0,115 N^{-2/3} \quad \text{und} \quad \frac{f S_v(f)}{\sigma_v^2} = 0,153 N^{-2/3} \quad \text{mit} \quad N = \frac{f {}^xL_u}{\bar{u}(z)} \quad (4.12)$$

geschrieben werden, wobei $S_v(f)/S_u(f) = 4/3$ unter der Voraussetzung lokaler isotroper Turbulenz gilt (${}^xL_u = 2 {}^xL_v$).

Die ursprünglich von KAIMAL *et al.* [1972] vorgeschlagenen Spektren sind auf die Schubspannungsgeschwindigkeit u_τ bezogen. Für die Umrechnungen auf Varianz-normierte Spektren wurden unter der Vorgabe, dass die Flächen unter den Spektraldichtekurven den zugehörigen Varianzen entsprechen, $\sigma_u/u_\tau = 2,18$ und $\sigma_v/u_\tau = 1,64$ angenommen. Die KAIMAL-Spektren basieren auf umfangreichen Messungen, welche bis in eine Höhe von 30 m reichten.

Das Leistungsspektrum nach EC 1-2-4 benutzt als Skalierungsgröße das Integrallängenmaß xL_u . Dieses wird in Abhängigkeit von der Höhe z und dem Geländeparameter ε angegeben, wobei $\varepsilon \cong 0,46 + \ln z_0$ ist [NIEM 1997]. Im Trägheitsbereich entspricht das EC1-Spektrum in etwa

$$\frac{f S_u(f)}{\sigma_u^2} = 0,142 N^{-2/3} \quad \text{mit} \quad N = \frac{f {}^xL_u}{\bar{u}(z)} \quad (4.13)$$

Abb. 4.11 und 4.12 zeigen auf verschiedenen Höhen (+30 m und +341 m) gemessene longitudinale und laterale Spektren. Dazu sei angemerkt, dass ebenso wie die Angabe von Integrallängenmaßen die Beschreibung von Windleistungsspektren mit relativ großen statistischen Unsicherheiten verbunden ist; siehe auch Kap. 2.4. In baupraktischer Hinsicht ist allein der Frequenzbereich ≤ 1 Hz von Relevanz; hierin ist ca. 95% der Gesamtenergie der Windturbulenz enthalten. Zu den gemessenen Spektren sind theoretische Ansatzfunktionen dargestellt, denen die statistischen Parameter der Messschriebe zugrunde liegen. Die Ansätze nach EC 1-2-4 und KÁRMÁN zu den longitudinalen Spektren sind im interessierenden Frequenzband nicht sehr ver-

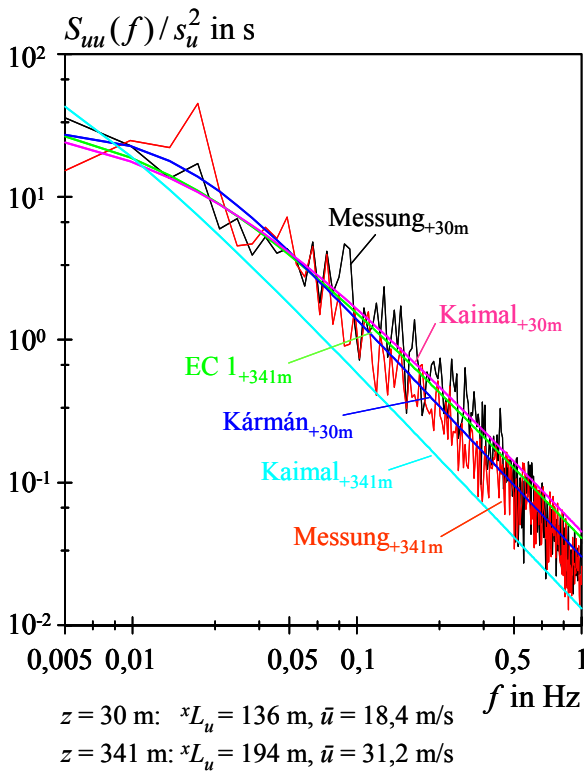


Abb. 4.11 Longitudinale Windleistungsspektren

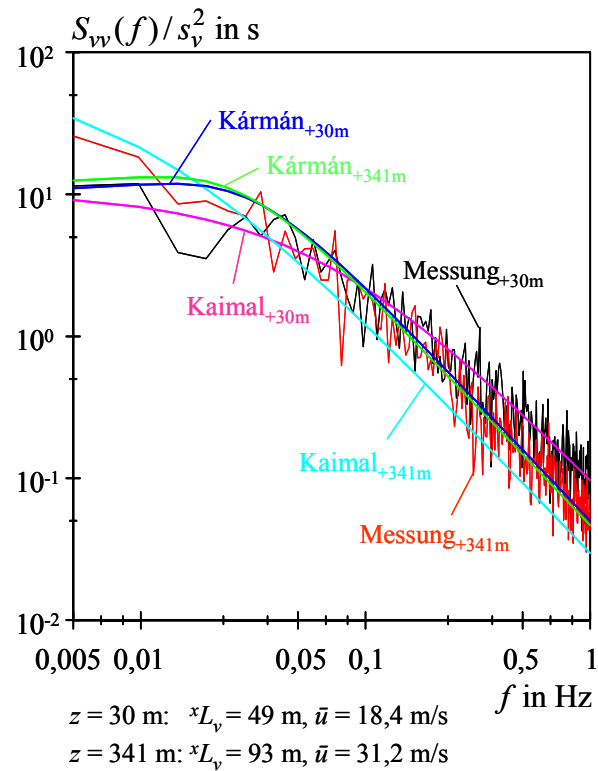


Abb. 4.12 Laterale Windleistungsspektren

schieden. Beide Ansätze beschreiben die gemessenen Spektren gut. Die Unterschiede der Spektren für verschiedene Höhen sind marginal. Große Integrallängenmaße (wie in großen Höhen üblich) bedingen zwar bei Betrachtung normierter Spektren einen hohen Leistungsanteil im niederfrequenten und demgemäß weniger Leistung im hochfrequenten Bereich, die damit oft einhergehenden größeren Windgeschwindigkeiten relativieren indes diese Leistungsumverteilung über die Frequenz. In niedrigen Höhen beschreibt das KAIMAL-Spektrum das gemessene longitudinale Spektrum gut. Dagegen wird der hochfrequente Leistungsanteil der longitudinalen Turbulenz auf +341 m durch das stark höhenabhängige KAIMAL-Spektrum, das ja nur anhand von Messungen bis in eine Höhe von +30 m kalibriert wurde, deutlich unterschätzt.

Die vorstehenden Ausführungen zur Beschreibung gemessener longitudinaler Spektren durch verschiedene Ansatzfunktionen gelten sinngemäß auch für die Charakteristika der lateralen Spektren. So stimmen die lateralen Spektren nach KÁRMÁN sowie nach KAIMAL außerordentlich gut mit den gemessenen Spektren auf +30 m überein (Abb. 4.12). Für große Höhen gilt dieses nur für das KÁRMÁN-Spektrum, während das laterale KAIMAL-Spektrum im Trägheitsbereich der Turbulenz die Energie des auf +341 m gemessenen Spektrums deutlich unterbewertet.

Die gute Übereinstimmung gemessener Turbulenzspektren mit den Ansätzen nach KÁRMÁN ist insbesondere für große Höhen evident, wo von isotroper Turbulenz ausgegangen werden kann. Diese Idealisierung der Turbulenzstruktur ist Grundlage des KÁRMÁNSchen Modells (siehe oben). Da insbesondere in Bodennähe die Annahme isotroper Turbulenz nicht gerechtfertigt ist, unterschätzen hier die KÁRMÁN-Spektren die Prozessenergie im interessierenden Frequenzbereich ein wenig. ESDU 85020 sieht aus diesem Grunde anstelle des Faktors 0,115 in Gl. (4.11) einen Korrekturfaktor $A = 0,115 (1 + 0,3151 (1 - z/z_G)^6)^{2/3}$ vor, der für sehr große Höhen dem

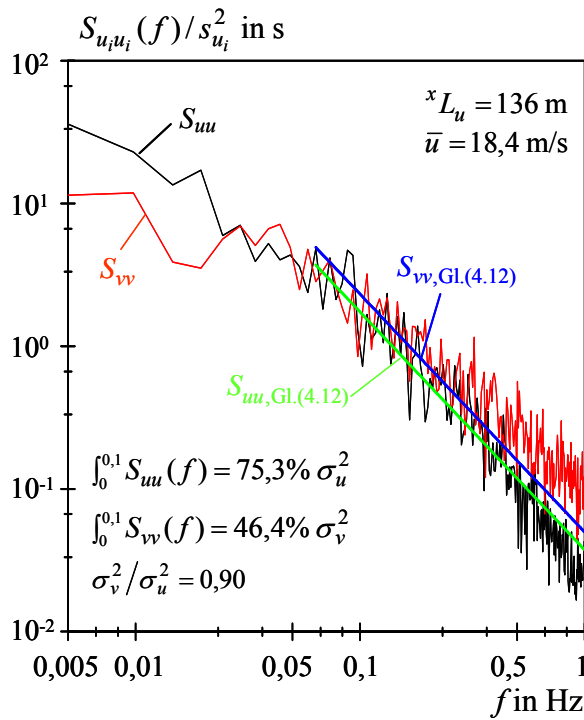


Abb. 4.13 Vergleich longitudinaler und lateraler Windleistungsspektren auf +30 m

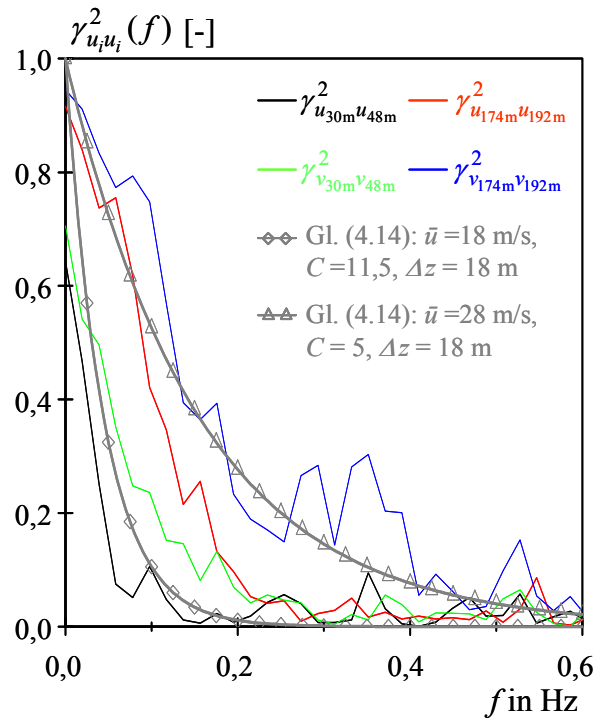


Abb. 4.14 Kohärenzfunktionen der Windturbulenz

KÁRMÁN-Wert 0,115 entspricht und nahe dem Boden in etwa gleich 0,142 ist. Im letztgenannten Fall ergibt sich das EC-1-Spektrum, vgl. Gl. (4.13).

Abb. 4.13 vergleicht die für den Trägheitsbereich der Windturbulenz geltenden vereinfachenden Ansätze zu den KÁRMÁN-Spektren nach Gl. (4.12) unter Einbeziehung des Korrekturfaktors A mit den auf +30 m gemessenen longitudinalen und lateralen Windspektren. Das gemessene longitudinale Spektrum wird durch den entsprechenden KÁRMÁN-Ansatz gut beschrieben. Das laterale Modell überschätzt dagegen die Neigung des gemessenen Spektrums. Die Leistung des lateralen Prozesses wird im Trägheitsbereich also unterschätzt. Der Energiegehalt des lateralen Spektrums liegt hier recht deutlich über dem des longitudinalen Spektrums. Nach Abb. 4.13 beträgt der Anteil der Turbulenzelemente mit Frequenzen kleiner als 0,1 Hz an der Gesamtenergie des jeweiligen Prozesses bei der longitudinalen Turbulenzkomponente 75,3% und bei der lateralen Komponente 46,3%. Zwar ist die Gesamtenergie der longitudinalen Turbulenzkomponente größer als die der lateralen Komponente, im trägheitsbestimmten Spektralbereich der Turbulenz ist die Energie der lateralen Komponente aber fast doppelt so groß wie die der longitudinalen. Dieses ist für die dynamische Analyse üblicher Hochbauten mit Grundfrequenzen größer als 0,15 Hz von entscheidender Bedeutung.

4.4.8 Kohärenzfunktionen

Für die vollständige spektrale Beschreibung des Windfeldes müssen neben den Autoleistungsspektren der Turbulenz auch deren Kreuzleistungsspektren bekannt sein. Diese lassen sich aus den Kohärenzfunktionen analog Gl. (2.7) bestimmen. Die Kreuzkorrelationsfunktionen sind unsymmetrisch (Kap. 4.4.5), die Kohärenzen sind daher im mathematischen Sinne komplexer Art.

DAVENPORT [1962] gibt die Kohärenzen zwischen den Windgeschwindigkeitsfluktuationen an zwei Raumpunkten in exponentieller Abhängigkeit vom Verhältnis des räumlichen Abstands zur Wellenlänge an. Dabei entspricht die Wellenlänge dem Verhältnis der mittleren Geschwindigkeit \bar{u} zur Frequenz f . Daraus folgt beispielsweise für die vertikale Kohärenz longitudinaler Windgeschwindigkeiten:

$$\gamma_{u(x_1)u(x_2)}(f) = e^{-\frac{2f C_{u,z} \Delta z}{\bar{u}(x_1) + \bar{u}(x_2)}} \quad (4.14)$$

Δz ist der vertikale Abstand (Höhenunterschied) der beiden Raumpunkte x_1 und x_2 . $C_{u,z}$ entspricht dem vertikalen Abklingkoeffizienten (*Decay*-Faktor). Mit zunehmender Frequenz oder größer werdendem Raumpunktabstand nimmt die Kohärenz zwischen den turbulenten Windgeschwindigkeiten an verschiedenen Orten ab; vgl. Abb. 4.14. Zur Berücksichtigung der drei Raumrichtungen sowie der unterschiedlichen Turbulenzkomponenten ist der allgemeine Ansatz

$$\gamma_{u_i(x_1)u_i(x_2)}(f) = e^{-\frac{2f \sqrt{C_{u_i,x}^2 (x_1 - x_2)^2 + C_{u_i,y}^2 (y_1 - y_2)^2 + C_{u_i,z}^2 (z_1 - z_2)^2}}{\bar{u}(x_1) + \bar{u}(x_2)}}} \quad \text{mit } u_i = u, v \quad (4.15)$$

gebräuchlich. Die *Decay*-Parameter sind von der Geländerauigkeit und von der Höhe abhängig. In grober Näherung gilt $C_z \cong C_y > C_x$. Die Werte aus der Literatur streuen stark. Für die longitudinale Turbulenzkomponente gibt PANOFSKY [1974, 1975] $C_{u,z} = 6 \dots 9$ sowie $C_{u,y} = 9 \dots 30$ an; SCHROERS *et al.* [1980] nennen $C_{u,z} = 3,4 \dots 13,5$; EC 1-2-4 verwendet $C_{u,z} = C_{u,y} = 11,5$. Diesen Faktoren liegen indes zumeist Messungen in niedrigen Höhen zugrunde.

Auf der Grundlage von Messungen am Mast Gartow gibt NÖLLE [1991] für Höhen bis auf +341 m für verschiedene vertikale Abstände und Höhen die Abklingkonstanten an. Basierend auf weiteren Gartow-Messungen beschreibt TELLJOHANN [1998] einen über die Höhe abgestuften Verlauf der longitudinalen und lateralen *Decay*-Faktoren $C_{u,z}$ und $C_{v,z}$; siehe Tab. 4.4. Die Ergebnisse lassen sich anschaulich mit Abb. 4.14 beschreiben: Die *Decay*-Faktoren nehmen in großen Höhen ab; die Faktoren zur Beschreibung der lateralen Geschwindigkeitskohärenz sind kleiner als die der longitudinalen Kohärenz. Gegenüber den in Tab. 4.4 gegebenen *Decay*-Faktoren zur vertikalen Kohärenz der longitudinalen Turbulenz unterschätzt der entsprechende Abklingfaktor nach EC 1-2-4 ($C_{u,z} = 11,5$) die statistische Abhängigkeit der Turbulenzkomponenten an verschiedenen Raumpunkten insbesondere in Höhen größer als 100 m deutlich. Die Bemessung hoher Bauwerke liegt entsprechend weit auf der unsicheren Seite.

Tab. 4.4 *Decay*-Faktoren $C_{u,z}$ und $C_{v,z}$ nach TELLJOHANN [1998]

Höhe z	$C_{u,z}$	$C_{v,z}$
$< 100\text{m}$	10 ... 11	7 ... 8
$100\text{m} \leq z \leq 150\text{m}$	6 ... 7	3 ... 4
$> 150\text{m}$	5 ... 6	3

Kapitel 5

Aerodynamische Belastung

5.1 ERREGERMECHANISMEN

Nach den physikalischen Ursachen der in der atmosphärischen Grenzschichtströmung auftretenden Windwirkungen wird zwischen diversen Erregermechanismen unterschieden:

- *Böenerregung*, wodurch ein Bauwerk zu stochastischen Schwingungen angeregt wird.
- *Nachlaufturbulenz*, die über die turbulente Anströmung hinaus auf ein im Strömungsnachlauf stehendes Gebäude wirkt.
- *Wirbelerregung quer zur Hauptwindrichtung* als Folge ablösender Wirbelformationen, die in einer asymmetrischen Anordnung abfließen (Stichwort: KÁRMÁNsche Wirbelstraße).
- *Aeroelastische Instabilitäten*, wie Galloping, Divergenz und Flattern. Die dem Galloping-Mechanismus vergleichbaren Regen-Wind induzierten Schwingungen treten nur bei Regen und relativ kleinen mittleren Windgeschwindigkeiten an einem meist gegen die Vertikale geneigten Seil oder Rundstab auf [PEIL 2002b], wobei die Schwingungsamplituden ein Vielfaches des Seildurchmessers betragen können.
- *Interferenzeffekte* bei gekoppelter oder ungekoppelter Reihen- oder Gruppenanordnung schlanker Bauwerke.

Kap. 5 behandelt ausschließlich die für die Windeinwirkungen auf das Gitterfachwerk sowie auf die verkleideten Abschnitte des Mastes Gartow maßgeblichen Erregermechanismen. Dabei wird insbesondere auf die Umströmung eines prismatischen Körpers in turbulenter Strömung eingegangen.

5.1.1 Böenerregung

Der böige Wind beansprucht ein Bauwerk stets mehr oder minder dynamisch. Die Böenerregung hängt dabei natürlich von der turbulenten Anströmung ab, charakterisiert durch die in Kap. 4.4 beschriebenen Kenngrößen: Turbulenzintensitäten, Korrelationen, Leistungsspektren etc. Darüber hinaus wird die Reaktion eines Bauwerks infolge Böenwirkung entscheidend durch die Lage der Eigenfrequenzen in Bezug zum Turbulenzspektrum sowie durch die aerodynamische Admittanz bestimmt. Ausgehend von einer frequenzunabhängigen aerodynamischen Übertragung werden im Allgemeinen die dynamischen Windwirkungen auf der Grundlage eines quasi-stationären Admittanzansatzes ermittelt. In Kap. 6 werden hierzu verschiedene Modelle vorgestellt, sodass an dieser Stelle auf weitere Erläuterungen zur Böenerregung verzichtet wird.

5.1.2 Wirbelerregung quer zur Hauptwindrichtung

An schlanken zylindrischen Körpern lösen unter der Bedingung, dass zwei annähernd gegenüberliegende gerade Ablöselinien entstehen, periodisch und alternierend Wirbel ab. Es resultieren regelmäßig pulsierende, quer zur Grundströmungsrichtung auf den Körper wirkende Erregerkräfte. Bei scharfkantigen Profilen, wie dem quadratischen Querschnitt des verkleideten Mastabschnitts, liegen die Ablöselinien mit den luvseitigen Kanten fest.

Der breitbandige Wirbelablöseprozess ist zentriert um die *Strouhalfrequenz*:

$$f_S = \frac{St \bar{u}}{d} \quad (5.1)$$

St ist die querschnittsbezogene *Strouhalszahl* und d eine charakteristische aerodynamische Bauwerksabmessung, für die meist die Seitenkantenlänge oder der Durchmesser des Körpers gewählt wird. Die Strouhalszahlen St scharfkantiger Profile sind von den in der Natur auftretenden Reynoldszahlen Re quasi unabhängig. Sie werden von der Turbulenz der Anströmung nur wenig beeinflusst, das heißt der Unterschied zwischen den in turbulenter und glatter Anströmung ermittelten St -Zahlen ist gering [VICK 1966]. Bei einem Quadratprofil ändert sich die St -Zahl nur wenig mit dem Anströmwinkel; der Wertebereich entspricht in zweidimensionaler Strömung $St \cong 0,115 \dots 0,145$ [VICK 1966, HUTH 1975, KNIS 1990, CHOI 2000].

In turbulenter Strömung ist die aus Wirbelerregung resultierende Quertriebskraft in einem breiteren Frequenzband zu finden als in glatter Strömung. Wird von einem quasi-stationären Ansatz ausgegangen, demzufolge sich die Wirbelablösefrequenzen proportional zu den turbulenten Windgeschwindigkeiten $W(t) \cong \bar{u} + u'(t)$ ändern, folgt mit Gl. (5.1) für die Fluktuationen der Strouhalfrequenzen:

$$f_S(t) = \bar{f}_S + f'_S(t) = \frac{St (\bar{u} + u'(t))}{d} \quad (5.2)$$

Da die Turbulenzkomponente $u'(t)$ GAUSS-verteilt ist, gilt dies auch für die Modulation der Strouhalfrequenz $f'_S(t)$. Ein solcher quasi-stationärer Ansatz liegt dem Modell nach VICKERY & CLARK [1972] zugrunde. Demnach ist das normierte Leistungsspektrum der Quertriebskraft $L_S(t)$ infolge Wirbelerregung:

$$\frac{f S_{L_S}(f)}{\sigma_{L_S}^2} = \frac{f}{\sqrt{\pi} B \bar{f}_S} \exp \left[- \left(\frac{1 - f / \bar{f}_S}{B} \right)^2 \right] \quad (5.3)$$

B ist ein Maß für die in großskaliger turbulenter Strömung beobachtete deutliche Verbreiterung des spektralen Peaks um die zentrale Wirbelablösefrequenz \bar{f}_S . Bezogen auf einen Kreiszylinder geben VICKERY & BASU [1983] für dieses Bandbreitenmaß B die empirisch ermittelte Funktion $B^2 = B_0^2 + 2 I_u^2$ an, wobei die ebenfalls in glatter Strömung zu beobachtende Verbreiterung mit $B_0 = 0,05 \dots 0,1$ berücksichtigt wird. Das Modell impliziert, dass mit zunehmender Höhe über Grund und damit einhergehender abnehmender Turbulenzintensität I_u zum einen die Bandbreite schmaler wird, zum anderen der spektrale Peak in Richtung höherer Frequenzen verschoben wird.

Analog dem zuvor beschriebenen Modell führt gemäß den von CHENG *et al.* [1992] an einem quadratischen Zylinder durchgeführten Windkanalversuchen ein Anstieg der Turbulenzintensität von 3,8% auf 17,2% zu einer deutlichen Verbreiterung des spektralen Peaks im Bereich der Wirbelablösefrequenz; der Größtwert nimmt gleichzeitig ab. Den Untersuchungen lag dabei ein Verhältnis des Integrallängenmaßes zur Kantenlänge von $xL_u / d \cong 1$ zugrunde. Aus Messungen der aerodynamischen Beiwerte (Kap. 5.2.2) schloss CHENG, dass die Gesamtenergie des Ablöseprozesses kaum durch die Turbulenzintensität beeinflusst wird. Außerdem stellte er fest, dass mit wachsendem Integrallängenmaß, bei gleichbleibender Turbulenzintensität, die Fluktuationen in Querrichtung σ_{c_L} kleiner werden, die Wirbelformation im Nachlauf des Körpers also geschwächt wird. Die Form des Quertriebsspektrums ändere sich dabei nur wenig.

Grundsätzlich ist anzumerken, dass der Wirbelablöseprozess von quadratischen und kreisrunden Zylindern verschieden ist: Die Ablöselinien sind beim Kreiszylinder selbst in glatter Strömung nicht fix, ein zwischenzeitliches Wiederanlegen der abgelösten Strömung tritt nur bei quadratischen Zylindern in stark turbulenter Strömung auf (Kap. 5.2.1).

Bei elastischen (schwingfähigen) Baukörpern wird die Wechselbeziehung zwischen Struktur und der abgelösten Wirbelströmung mittels des *lock-in*-Effekts beschrieben, welcher die Harmonisierung der Wirbel- mit der Schwingfrequenz beschreibt. Dieser Effekt ist allerdings für die nicht-schwingungsanfälligen Fassadenelemente am Mast Gartow nicht von Relevanz.

5.1.3 Galloping-Erregung

Ebenso wie wirbelerregte Schwingungen sind auch Galloping-Schwingungen quer zur Hauptwindrichtung gerichtet. Da erst eine Querbewegung des Körpers Galloping initiiert, spricht man von einer selbsterregten Schwingung. Insbesondere sehr schlanke und nur schwach eigengedämpfte Strukturen sind bei Vorliegen einer aeroelastisch-instabilen Querschnittsform anfällig gegenüber Galloping [RUSCH 1982]. Diese Schwingungen setzen bei einer bestimmten Windgeschwindigkeit ein. Die Quertriebskraft L verstärkt dabei stets die Schwingungsbewegung, welche erst durch aerodynamische oder systemimmanente Nichtlinearitäten ihre Grenze findet. Unter Umständen kommt es sogar zum Einsturz des Tragwerks infolge Überschreitens der Traglast oder infolge Ermüdung.

Ob der Mast Gartow (mit oder ohne Verkleidung) grundsätzlich Galloping-gefährdet ist, lässt sich anhand des Verlaufes der Quertriebskraft L bzw. des zugehörigen aerodynamischen Beiwerts c_L über dem Anströmwinkel φ feststellen. Entsprechend Abb. 5.6 (Seite 64) ändert sich sowohl für den verkleideten als auch für den unverkleideten Mastabschnitt - mit den markanten Einbauten Fahrstuhlschacht und Kabeltrassen - für bestimmte Anströmwinkel bei anwachsendem φ der Quertrieb L gegenläufig, das heißt es ist:

$$\left. \frac{\partial L}{\partial \varphi} \right|_{\varphi} < 0 \quad \text{bzw.} \quad \left. \frac{\partial c_L}{\partial \varphi} \right|_{\varphi} < 0 \quad (5.4)$$

Gilt Gl. (5.4), liegt ein aeroelastisch-instabiler Querschnitt vor - ein notwendiges Kriterium für das Auftreten von Galloping-Schwingungen [HART 1965, FÖRS 1972].

Für den unverkleideten Gittermast konnte das Auftreten von Galloping-Schwingungen nicht nachgewiesen werden [TELL 1998]. Der verkleidete Mastabschnitt stellt zwar den klassischen

Galloping-gefährdeten Quadratquerschnitt dar, signifikante Reaktionen des Mastschaftes oder der mit dem Mast gekoppelten Fassaden, die auf Galloping-Erregung zurückzuführen sind, wurden bis dato jedoch nicht registriert. Möglicherweise verhindert die relativ große Strukturdämpfung des Mastes eine entsprechende Erregung. Zudem gehen von der nichtlinearen Seilcharakteristik des gekoppelten Mast-Seil-Systems beträchtliche Stör- und Verstimmungseffekte aus, welche die Ausprägung stationärer Schwingungen, wenn nicht gänzlich verhindern, so doch zumindest stark behindern. Sie wirken im Sinne einer Dämpfung. Wegen der Windrichtungsänderungen mit der Höhe wäre ferner eine Galloping-Erregung nur in Teilbereichen des Mastes zu erwarten. Daraus resultieren keine signifikanten Systemreaktionen. Rein theoretische Betrachtungen sind im Fall des Mastes Gartow schwierig, da die Systemdämpfung nur unzureichend bekannt ist. Ohne deren Kenntnis kann die kritische Windgeschwindigkeit für das Einsetzen von Galloping nicht bestimmt werden.

5.2 UMSTRÖMUNG NICHT-STRÖMUNGSSCHLÜPFIGER KÖRPER

5.2.1 Definition

In der Umgebung eines strömungsschlüpfigen (stumpfen) Körpers in laminarer Strömung bleiben die Stromlinien an jedem Ort tangential zur Körperoberfläche ausgerichtet, die Strömung haftet am Körper. Der Nachlauf erstreckt sich nur über einen schmalen Bereich, vergleichbar der Umströmung eines Boots. Der Anteil der Reibungskräfte an den auf einen solchen Körper wirkenden Lasten kann vernachlässigt werden. In solchen Fällen führt das Modell einer Potentialströmung zu einer recht genauen Abschätzung der auf den Körper wirkenden aerodynamischen Kräfte.¹ In einer turbulenten Grenzschichtströmung ist diese Vereinfachung jedoch nicht gerechtfertigt. Dieses gilt insbesondere für die Umströmung nicht-strömungsschlüpfiger Körper, sog. *bluff bodies*, bei denen im Allgemeinen die Strömung vom Körper ablöst, sodass Bereiche abge- sonderter Strömung sowie ein breiter Nachlauf entstehen.

Bluff bodies sind sowohl Körper mit einem gekrümmten Querschnitt, wie z. B. ein Kreisprofil, als auch solche mit einem scharfkantigen Querschnitt entsprechend einem Rechteck oder Formprofil. Man unterscheidet zwischen Körpern mit fixen Ablöselinien, beispielsweise ein prismatischer Baukörper, und solchen ohne definierten Abreißkanten wie einem Kreiszylinder. Im Nachlauf solcher Körper entsteht ein Gebiet mit einer zur ungestörten Anströmung deutlich kleineren Strömungsgeschwindigkeit. Der Geschwindigkeitsunterschied zwischen der ungestörten Strömung und diesem "Totraum" bedingt eine starke Scherung der Schicht zwischen diesen beiden Gebieten. Diese Scherschicht dreht sich infolge der von den Ablöselinien ausgehenden Zirkulation zu Wirbeln ein.

Als Folge der Umströmung wirken auf einen Körper sowohl normal als auch tangential zu seiner Oberfläche gerichtete Drücke. Die explizite Angabe tangentialer Drücke entsprechend Wandschubspannungen kann vor allem bei flächigen Baukörpern wie Schalen oder Hallen von Bedeutung sein. Die auf stabartige Hochbauten wirkenden Windkräfte F (engl.: *Force*) werden

¹ Wird Luft als reibungsfreies Fluid angesehen, lassen sich die NAVIER-STOKESSchen Bewegungsgleichungen in die EULERSchen Gleichungen überführen. Eine wichtige Klasse davon sind die drehungsfreien Potentialströmungen, welche ebene, lineare Lösungen der Bewegungsgleichungen darstellen.

durch den Widerstand D (*Drag*) und den Quertrieb L (*Lift*) beschrieben, welche Resultierende der normalen und tangentialen Drücke sind. Der Widerstand gibt das Integral der Umfangsdruckkomponenten in Hauptströmungsrichtung an, der Quertrieb wirkt bei einer zur Anströmrichtung unsymmetrischen Druckverteilung am Körper quer zur Grundströmung. Die dynamischen Windlasten $F(t)$ werden mittels dimensionsloser aerodynamischer Kraftbeiwerte

$$c_F(t) = \frac{F(t)}{\bar{q} A} \quad (5.5)$$

beschrieben, wobei die Kräfte in der Regel auf ein Koordinatensystem bezogen werden, welches durch die Hauptwindrichtung vorgegeben ist; vgl. Abb. 6.1 (Seite 70). $\bar{q} \cong \rho \cdot \bar{u}^2 / 2$ ist der mittlere Staudruck, welcher exakt nach Kap. 6.4.1 zu berechnen wäre. A entspricht einer charakteristischen aerodynamischen Fläche des angeströmten Körpers.

Die Verläufe der häufig in laminarer (glatter) und selten in turbulenter Strömung gemessenen Kraftbeiwerte sind verschieden. In turbulenter Strömung weisen die Beiwerte verläufe keine Singularitäten auf; die Peaks sind weniger stark ausgeprägt, sodass die Spanne zwischen den Extremwerten weniger groß ist als in glatter Strömung. Zudem beeinflussen verschiedene Anströmbedingungen den Mittelwert und den Schwankungsanteil der Beiwerte unterschiedlich.

5.2.2 Umströmung rechteckiger Baukörper

Turbulenzarme bzw. quasi-laminare Anströmung

Die Messfassaden am Mast Gartow entsprechen einem Zylinder mit quadratischer Grundfläche, der näherungsweise zweidimensional umströmt wird. Abb. 5.1 zeigt typische Umströmungssituationen eines solchen Querschnitts. In Abb. 5.1a entspricht die stromauf gelegene Ecke 2 dem Staupunkt. Die Strömung liegt an den luvseitigen Flächen an. Die sich einstellende Grenzschicht löst an den scharfen Ecken 1 und 3 ab. Es bildet sich eine recht breite turbulente Nachlaufströmung, die von der ungestörten Strömung durch Scherschichten getrennt ist. Naturgemäß bestimmt im Wesentlichen der Anströmwinkel die Lage des Staupunkts auf der Körperoberfläche sowie die Ablöse- und eventuelle Wiederanlegepunkte der Strömung; vgl. Abb. 5.1b. Damit geht eine Änderung der auf den Körper wirkenden Kräfte einher.

In Abb. 5.2 sind die Widerstands- und Quertriebsbeiwerte eines Quadratprofils in turbulenzarmer Strömung für verschiedene Verhältnisse der Höhe h zur Seitenlänge b des Körpers in Abhängigkeit von der mittleren Anströmrichtung $\bar{\varphi}$ dargestellt. In zweidimensionaler Strömung ($h/b = \infty$) sind jeweils Beiwerteextrema bei $\bar{\varphi} \cong 13^\circ$ evident. Bei Anströmrichtungen $\bar{\varphi} \gtrsim 13^\circ$ legen sich die an der luvseitigen Querschnittskante abgelösten Scherschichten wieder an die der Strömung zugewandten Flanke des Querschnitts an, um an der leeseitigen Ecke dieser Flanke erneut abzulösen.

Die sich zu Wirbeln eindrehenden Scherschichten saugen Fluid aus dem Totraum hinter dem Körper ab [BEAR 1972b]. Je kleiner dieser Raum ist, desto geringer ist der sich einstellende mittlere leeseitige Bodendruck (oder Rückseitendruck; engl.: *mean base pressure*). Die Krümmung der Scherschichten und das Volumen des Totraums stehen in einer Wechselbeziehung: Eine starke Krümmung der Scherschichten bedingt einen kleinen Totraum mit entsprechend niedrigem Druck, woraus ein hoher Widerstandsbeiwert für den Gesamtkörper resultiert, vice versa.

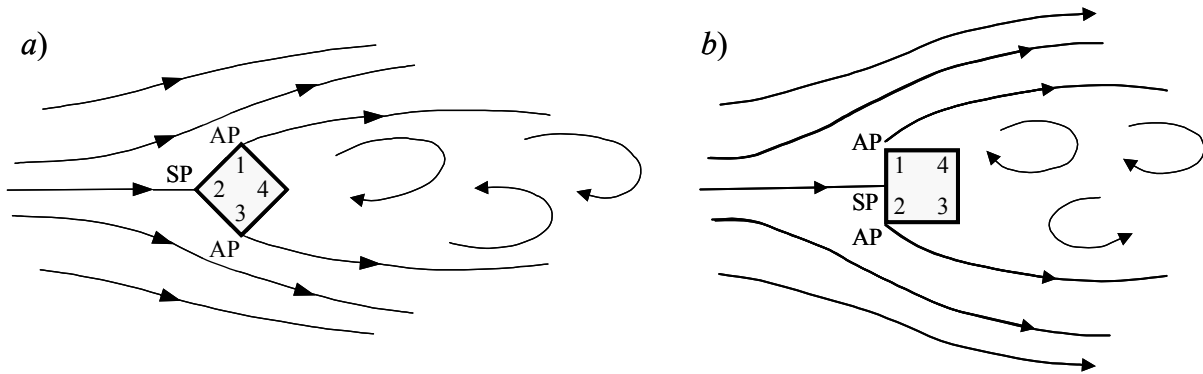


Abb. 5.1 Schematische Darstellung der zweidimensionalen Umströmung eines Quadratquerschnitts;
 SP \equiv Staupunkt; AP \equiv Ablösepunkt

Da beispielsweise in turbulenzarmer Strömung ($I_u = 0,6\%$) der Totraum im Nachlauf eines frontal angeströmten Rechteckquerschnitts mit einem Seitenverhältnis $b/d \cong 0,62$ gegenüber dem von Rechtecken mit kleineren Seitenverhältnissen klein ist, ergibt sich für diese „kritische Geometrie“ ein größerer Widerstand; vgl. Abb. 5.3.

Für das Abfallen des Widerstands bei Körperabmessungen $b/d \geq 0,62$ ist jedoch ein anderer als der zuvor beschriebene Mechanismus entscheidend. Bei solchen Seitenverhältnissen wird nämlich das Aufrollen der abgelösten Scherschichten unmittelbar durch die hinteren (leeseitigen) Kanten des Querschnitts behindert. Im Englischen wird dafür der Ausdruck *shear-layer-trailing-edge-interaction* verwendet. Die Krümmung der Scherschichten nimmt dabei gegenüber deren Krümmung beim kritischen Rechteckprofil ab; der Abstand der Scherschichten zum Körper und damit der Totraum werden größer. Der Prozess der Wirbelablösungen wird gleichzeitig geschwächt. Infolge der Wechselwirkung ändert sich dabei die Druckverteilung an den Seitenwänden des Körpers, was bei elastischen Körpern unter Umständen Galloping-Schwingungen initiiert [NAKA 1984].

Die Druckverteilung auf der Frontseite eines rechteckigen Körpers ist sowohl in turbulenter als auch in laminarer Strömung weitgehend unabhängig vom Seitenverhältnis. Hier bestimmt fast ausschließlich die Anströmung den Druck. Die Drücke auf den strömungsparallelen und leeseitigen Querschnittsbereichen werden dagegen überwiegend durch körperinduzierte Effekte beeinflusst. Die Drücke auf Körperoberflächen in anliegender Strömung sind nur wenig mit denen in Bereichen abgelöster Strömung korreliert.

Turbulente Strömung

Die Windwirkungen auf Körper mit rechteckigem Querschnitt in turbulenter Anströmung sind zum Teil signifikant verschieden von denen in glatter Strömung. Die Windturbulenz verursacht nicht nur Fluktuationen der resultierenden Windkräfte, sie beeinflusst auch deren zeitliche Mittelwerte. Insbesondere die Nachlaufströmung ist in vielen Fällen anfällig gegenüber kleinsten Änderungen der Anströmung. Die Umströmung von Rechteckprofilen wird einerseits durch die Intensität I_u , andererseits durch das Integrallängenmaß xL_u der turbulenten Anströmung bestimmt. NAKAMURA *et al.* [1988] unterscheiden diesbezüglich zwischen klein- und großskaliger Turbulenz: Turbulenzmaße vergleichbar der Dicke der Scherschicht seien kleinskalig ($^xL_u / d \cong 0,1$); großskalige Turbulenz entspreche einem Längenmaß ähnlich den Körperabmes-

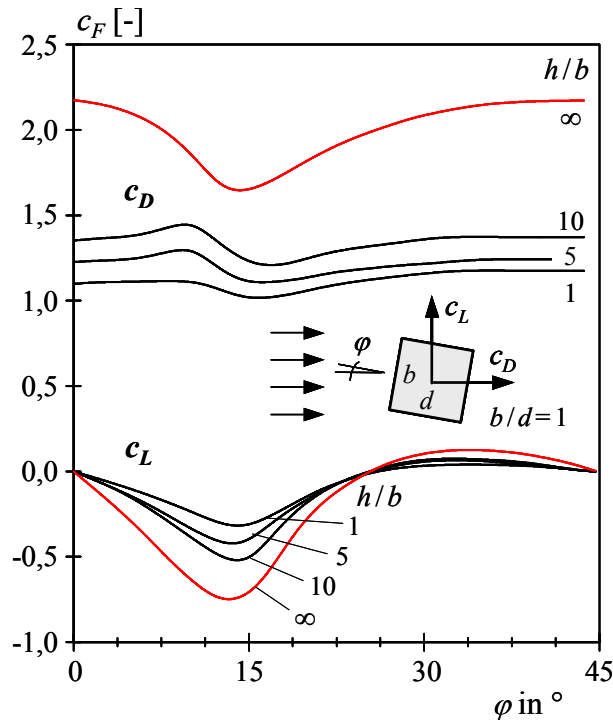


Abb. 5.2 Kraftbeiwerte c_F für ein Quadratprofil in turbulenzarmer Strömung für verschiedene Höhen-/Seitenverhältnisse h/b [ESDU 71016]

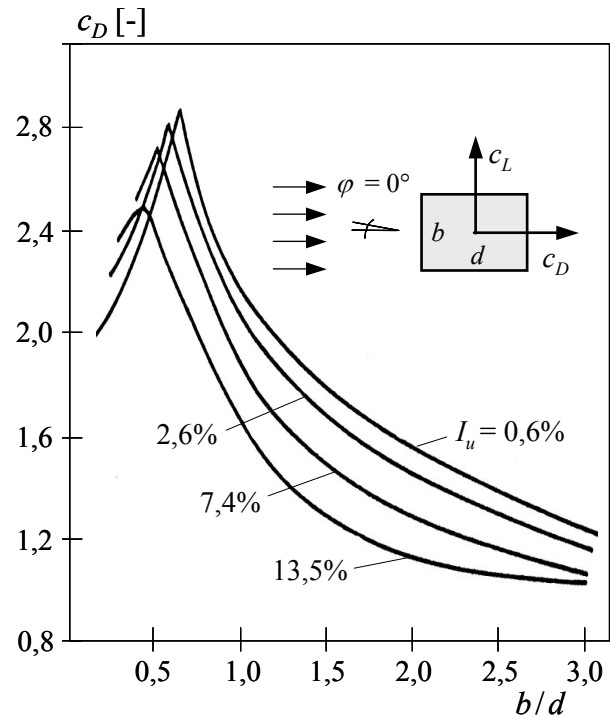


Abb. 5.3 Einfluss des Seitenverhältnisses b/d auf den Widerstandsbeiwert c_D für verschiedene Turbulenzintensitäten I_u [COUR 1982]

sungen ($xL_u/d \cong 1,0$). Die eindeutige Abgrenzung der Turbulenzmaße hinsichtlich ihres Einflusses auf die Körperumströmung sei jedoch nicht möglich.

Kleinskalige Turbulenz bedingt eine Auffütterung der Energie der abgelösten Scherschichten mit entsprechend erhöhter Zirkulation. Damit geht eine Aufweitung und stärkere Krümmung dieser Schichten einher. Die Wiederanlegepunkte der abgelösten Scherschichten liegen im Vergleich zur laminaren Strömung näher an den Vorderkanten des Körpers. ROBERTSON *et al.* [1977] stellten für einen Quadratquerschnitt in turbulenter Strömung ($I_u = 10\%$) ein Wiederanlegen bei einem Anströmwinkel von $\bar{\varphi} \cong 9^\circ$ fest, wogegen der entsprechende Winkel in laminarer Strömung $\bar{\varphi} \cong 13^\circ$ beträgt (siehe oben).

Die in kleinskaliger Turbulenz zu beobachtende verkürzte Wiederanheftungslänge der abgelösten Scherschichten an die Seitenflächen des Querschnitts fördert den als *shear-layer-trailing-edge-interaction* bezeichneten Effekt. In turbulenter Strömung kommt es zudem zu einer schnelleren Durchmischung des Nachlaufs mit der äußeren Strömung. Mit zunehmendem Turbulenzgrad verschiebt sich demzufolge das b/d -Verhältnis maximaler Widerstandskraft in Richtung kleinerer Werte (Abb. 5.3). Dabei wird der maximale Widerstand infolge des verringerten Beitrags des Nachlaufsogs zunehmend kleiner. Die Wirkung kleinskaliger Turbulenz ist vergleichbar mit der eines in den Nachlauf verlängerten Körpers. Als Folge des früheren Wiederanlegens und der gleichzeitigen Reduktion der Ablöseblase nimmt der Flankensog des Quertriebs ab. Der Wirbelablöseprozess bei einem Quadratprofil in kleinskaliger Turbulenz wird geschwächt, die Korrelation der am Körper wirkenden wirbelerregten Kräfte bleibt hiervon weitgehend unberührt [NAKA 1984].

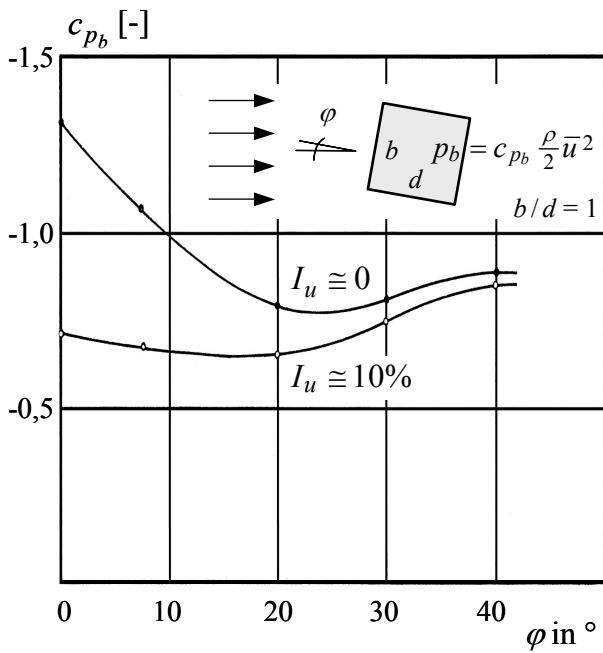


Abb. 5.4 Druckkoeffizient c_{pb} eines Quadratprofils für verschiedene Anströmwinkel φ in glatter und turbulenter Strömung [VICK 1966]

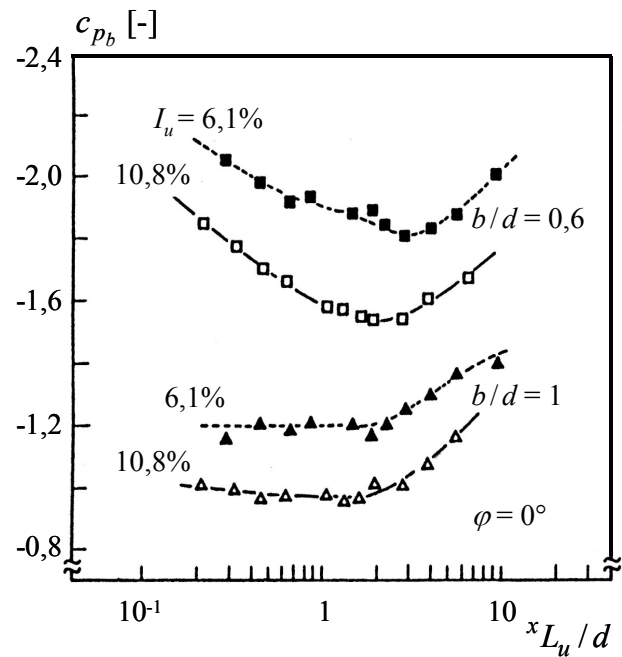


Abb. 5.5 Druckkoeffizient c_{pb} von Rechtecken mit verschiedenen Seitenverhältnissen b/d in Abhängigkeit von xL_u/d [NAKA 1988]

Entsprechend den von VICKERY [1966] beschriebenen Versuchen ist der mittlere leeseitige Bodendruck eines Quadratquerschnitts insbesondere bei frontaler Anströmung in großskaliger Turbulenz deutlich größer als in glatter Strömung (Abb. 5.4). Der in diesem Fall um ca. 45% reduzierte Betrag des Bodendrucks verringert den mittleren Widerstand um 25 ... 30% [VICK 1966]. Den unterschiedlichen Einfluss verschiedener Integrallängenmaße und Turbulenzintensitäten auf den leeseitigen Bodendruck eines Rechtecks ($b/d = 0,6$) sowie eines Quadratquerschnitts veranschaulicht Abb. 5.5. Das Quadratprofil ist demnach relativ unempfindlich gegenüber einer Änderung der Turbulenzmaße. Für Längenmaße $xL_u/d \gtrsim 2$ geht der unterschiedliche Einfluss von turbulenter und glatter Strömung auf das Strömungsfeld in der Umgebung rechteckiger Körper zunehmend zurück.

Großskalige Turbulenz steht in einer Wechselbeziehung mit der periodischen Ablösung von Wirbeln an den Flanken [NAKA 1984]. Die daraus resultierende Schwächung der Korrelation der Wirbelablösungen entlang der Tragwerksachse führt zu einer Reduktion der fluktuierenden Quertriebskräfte um ca. 50% [VICK 1966]. Dabei ändert sich die zentrale Ablösefrequenz kaum, lediglich das zugehörige Frequenzband wird breiter.

Der Turbulenzeinfluss auf die fluktuierenden Anteile der Kraftbeiwerte - ausgedrückt durch die Standardabweichungen σ_{c_D} und σ_{c_L} - wird nur in wenigen Arbeiten beschrieben. Gemäß VICKERY [1966] ist bei einem zweidimensional umströmten Quadratquerschnitt sowohl in glatter als auch in turbulenter Strömung $\sigma_{c_D} \approx 0,17$, die Quertriebsbeiwerte seien in turbulenter Strömung $\sigma_{c_L} = 0,68$ sowie in glatter Strömung $\sigma_{c_L} = 1,32$. LEE [1975] konnte keinen eindeutigen Trend bezüglich des Einflusses der Turbulenz auf den Widerstand eines Quadratquerschnitts feststellen; er gibt $\sigma_{c_D} = 0,16 \dots 0,23$ an. Dagegen nehmen nach LEE die Fluktuationen quer zur Grundströmung in turbulenter Strömung eindeutig ab: $\sigma_{c_L} = 0,60 \dots 1,20$. CHENG *et al.* [1992]

beschreiben demgegenüber deutlich kleinere Schwankungsanteile der Beiwerte eines Quadratprofils: $\sigma_{c_D} = 0,06 \dots 0,16$ und $\sigma_{c_L} = 0,10 \dots 0,31$.

Nach den üblichen Vorstellungen geht die Fluktuation der in Hauptwindrichtung wirkenden Windkräfte mit der Turbulenzintensität einher. Nach CHENG *et al.* [1992] verhalten sich die fluktuierenden Kräfte nahezu proportional zur Turbulenzintensität. Der von CHENG festgestellte Trend zu geringfügig kleineren Widerstandskräften mit zunehmendem Integrallängenmaß widerspricht indes der in den Admittanzfunktionen nach Kap. 7.3 implizierten Vorstellung, dass große Integrallängenmaße große Fluktuationen der Windkräfte bedingen. Eine Erklärung hierfür bleibt er schuldig. Gemeinhin wird angenommen, dass mit zunehmendem Turbulenzgrad die wirbelerregten Querkkräfte schwächer werden. Dagegen ist gemäß CHENG die Standardabweichung des Quertriebsbeiwertes σ_{c_L} weitgehend invariant gegenüber der Turbulenzintensität. Bei Vergrößerung des Integrallängenmaßes sei jedoch eine deutliche Abnahme von σ_{c_L} zu konstatieren.

Die vorstehenden Ausführungen beschränken sich auf die Beschreibung der zweidimensionalen Umströmung rechteckiger Körper. Die Ergebnisse können *nicht* ohne weiteres auf die dreidimensionale Umströmung einer Bauwerks mit begrenzter Höhe in einer Grenzschichtströmung angewandt werden [KARE 1984b]. Insbesondere die Wirkung der großskaligen Turbulenz wird durch dreidimensionale Umströmungseffekte bestimmt.

5.2.3 Umströmung des verkleideten Abschnitts des Gartow-Mastes am Modell

Zur Abschätzung der auf den Mast Gartow wirkenden Windkräfte F ist die Kenntnis der entsprechenden aerodynamischen Kraftbeiwerte c_F erforderlich. Diese werden im Windkanal am Grundmodell des Mastes sowohl für den unverkleideten als auch für den verkleideten Mastabschnitt in turbulenzarmer Strömung bestimmt; vgl. Kap. 3.4. Zudem werden mittels Druckmessungen die Beiwerte c_p im Zentrum der Messfassaden ermittelt.

Abb. 5.6 zeigt für die untersuchten Modelle die mittleren aerodynamischen Beiwerte als Funktion des Anströmwinkels φ_K . Die Beiwerte entsprechen den jeweils vom Modell auf das Original umgerechneten integralen Kraftgrößen F (Widerstand D und Quertrieb L) bezogen auf den Referenzstaudruck $q_{\text{Ref}} = \rho \cdot \bar{u}_{\text{Ref}}^2 / 2$. Demnach sind die Beiwerte äquivalent den $c_F \cdot A$ -Werten des jeweiligen Mastabschnitts. Es ist $c_F \cdot A \equiv F / q_{\text{Ref}}$, wobei A die angeströmte Fläche des Mastabschnitts ist. Die Verläufe der Kraftbeiwerte sind ebenso wie die der Druckbeiwerte (Abb. 5.7) konsistent. Infolge der zusätzlichen Verkleidung ändern sich die Kraftbeiwerte des unverkleideten Modells sowohl in qualitativer als auch in quantitativer Hinsicht nur geringfügig. Mit den Kabeltrassen und dem Fahrstuhlschacht bietet schon der unverkleidete Mastabschnitt eine so große Windangriffsfläche, dass demgegenüber infolge der Einhausung eines Teilbereichs des Schaftes die Widerstands- und Quertriebskräfte des betrachteten Modells nur um weniger als 10% zunehmen.

Analog den Kraftbeiwerten sind in Abb. 5.7 die aus den Druckmessungen im Zentrum einer verkleideten Mastseite ermittelten mittleren Druckbeiwerte $c_p = (p - p_{\text{stat}}) / q_{\text{Ref}}$ dargestellt, wobei p der an der Körperoberfläche gemessene Druck und p_{stat} der statische Druck sind. Diese Druckbeiwerte stimmen in qualitativer Hinsicht gut mit den aus der Literatur bekannten Beiwerten für einen Quadratquerschnitt in glatter Strömung überein [ESDU 71016]. Insbesondere für die nicht direkt angeströmten Querschnittsbereiche (Wandseiten B und D) zeigt Abb. 5.7 allerdings einen deutlich höheren mittleren Druck als bei einer zweidimensionalen Umströmung zu

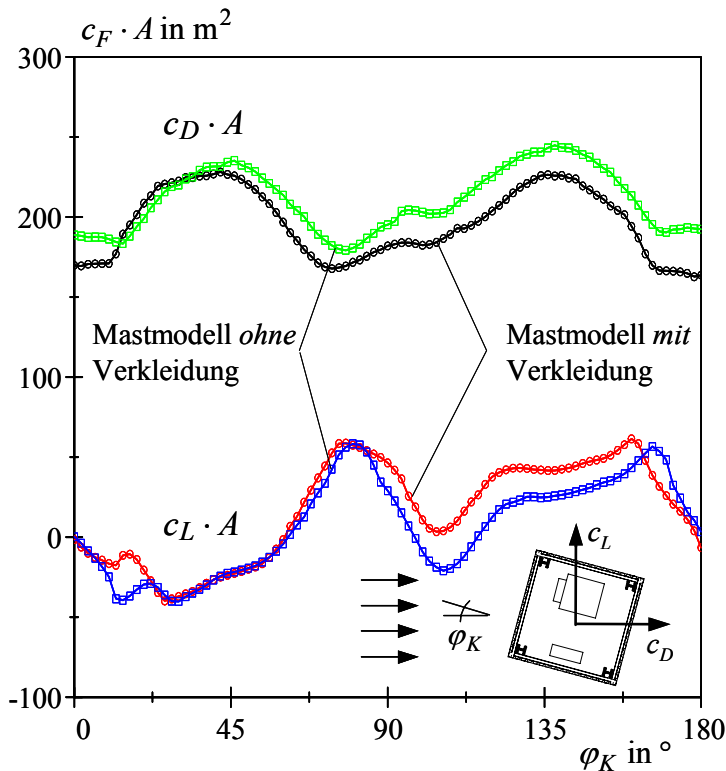


Abb. 5.6 Kraftbeiwerte c_F für das Grundmodell des Mastes Gartow in turbulenzarmer Strömung

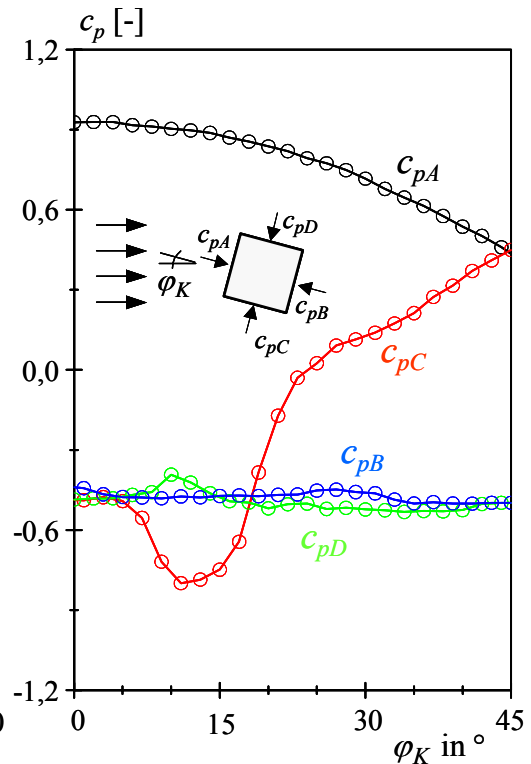


Abb. 5.7 Druckbeiwerte c_p im Zentrum einer Messfassade

erwarten wäre. Dieses ist darauf zurückzuführen, dass das Höhen-Breiten-Verhältnis des hier betrachteten Zylinders mit quadratischem Grundriss nur $h/b = 9,0/5,0 = 1,8$ beträgt; vgl. Anlage 3.1. Ober- und unterhalb der montierten Fassaden ist eine zwar durch die Masteinbauten gestörte, aber dennoch nicht unwesentliche Umströmung des verkleideten Bereichs möglich. Betrachtet man die über die Seitenflächen eines quadratischen Querschnitts gemittelten Drücke, reduziert sich gemäß ESDU 71016 bei einem Verhältnis $h/b = 5$ der leeseitige Sog um mehr als die Hälfte gegenüber dem entsprechenden Sog in zweidimensionaler Strömung. Damit ist eine Erklärung für die recht großen mittleren Drücke in den Zentren der Wandseiten B und D gegeben.

Der verkleidete Mastabschnitt ist im Verhältnis zum Gesamtmodell relativ klein. Zudem behindert die erwähnte Ober- und Unterströmung der Verkleidung die Wirbelablösungen an den Kanten des Quadratquerschnitts. Dennoch konnten für einige Anströmwinkel φ_K aus den FOURIER-transformierten Signalen der Quertriebskräfte des verkleideten Mastmodells die Strouhalzahlen St identifiziert werden. Der ermittelte Wertebereich entspricht weitgehend den Ergebnissen anderer Untersuchungen (Kap. 5.1.2). Die Ergebnisse sind jedoch nicht konsistent; für viele Anströmwinkel konnten keine eindeutigen Ablösefrequenzen ausgemacht werden.

5.2.4 Rapid-Distortion-Theory

In Erweiterung der in den 1950er Jahren entwickelten *rapid distortion theory* (RDT) beschreibt HUNT in mehreren Veröffentlichungen die Rückwirkung von *bluff bodies* mit einfachen Formen (Rechteck-, Kreisquerschnitt) in zweidimensionaler Strömung auf die körpernahe Turbulenzstruktur (zusammenfassend in HUNT [1990, 1999]). Die Theorie geht von schwacher Turbulenz

$I_u < 15\%$ aus. Zudem wird angenommen, dass durch den Körper bedingte Änderungen der mittleren Strömung die Turbulenzwirbel in einer wesentlich kürzeren Zeit deformieren, als diese Wirbel sich ohne äußeren Einfluss verändern würden. Der durch Nichtlinearitäten gekennzeichnete viskose und trägheitsbehaftete Energiefluss zwischen Wirbeln unterschiedlicher Größe wird bei der Beschreibung des Geschwindigkeitsfeldes vernachlässigt. Die mit der Anströmturbulenz weitgehend unkorrelierten körperinduzierten Strömungsanteile bleiben ebenfalls unberücksichtigt. Damit ist eine Linearisierung der reibungsfreien NAVIER-STOKES-Gleichungen möglich.

Die lineare *rapid distortion theory* beschreibt die turbulenten Strömungsbewegungen in der Verdrängungszone eines Körpers im Wesentlichen ausgehend vom Längenverhältnis xL_u/d sowie vom Frequenzmaß $f d/\bar{u}$. Natürlich ist auch die geometrische Form des Körpers von entscheidender Bedeutung für dessen Umströmung. Die asymptotischen Lösungen der *rapid distortion theory* für kleinskalige ($xL_u/d \rightarrow 0$) und großskalige Turbulenz ($xL_u/d \rightarrow \infty$) zeigen Grenzen auf, innerhalb derer sich das körpernahe Geschwindigkeits- und Druckfeld für die in der Natur vorkommenden mittleren Verhältnisse xL_u/d beschreiben lässt.

Für die Staupunktströmung auf eine Platte in kleinskaliger Turbulenz $xL_u \ll d$ zeigte BEARMAN [1972a], dass die relativ kleinen Turbulenzballen in Strömungslängsrichtung gestaucht und quer dazu gedehnt werden. Noch bevor die Wirbel mit der mittleren Strömung abfließen können, strömt bereits ein weiterer Wirbel nach, die Wirbel werden aufgestaut. Die Deformation der Turbulenzstruktur bezeichnet HUNT als “*vorticity distortion with stretching, rotating and piling-up*“. Damit geht sowohl eine Umverteilung der Turbulenzenergie zwischen den einzelnen Geschwindigkeitskomponenten sowie die Umsetzung der kinetischen Turbulenzenergie in Druckschwankungen auf der Körperoberfläche einher.

Für kleinskalige Turbulenz ($xL_x/d \rightarrow 0$) folgt nach der RDT bei Zugrundelegung der Turbulenzeigenschaften in unmittelbarer Nähe des Körpers ein Auslaufen des Staudruckspektrums im hochfrequenten Bereich proportional zu $f^{-16/3}$. Dieses widerspricht allerdings vielen Messungen vergleichbarer Druckspektren, sodass HUNT *et al.* [1990] einen auf experimentellen Untersuchungen basierenden Spektralverlauf entsprechend der Proportionalität

$$S_{pp}(f) \propto \left(\frac{f \cdot d}{\bar{u}} \right)^{-11/3} \left(\frac{xL_u}{d} \right)^{-2/3} \quad (5.6)$$

angeben. Das Druckspektrum $S_{pp}(f)$ fällt nach Gl. (5.6) deutlich steiler ab als das Spektrum der ungestörten Turbulenz $S_{uu}(f)$, nämlich mit einer Neigung im doppeltlogarithmischen Maßstab von $-11/3$ gegenüber $-5/3$. Die an der Oberfläche eines Körpers gemessenen Druckspektren resultieren hauptsächlich aus den in einer gewissen Entfernung vom Körper erzeugten Druckschwankungen. Dieser räumliche Abstand entspricht der Lage des Korrelationsmaximums zwischen den Turbulenzkomponenten und den Drücken auf der Körperoberfläche. HUNT *et al.* [1990] schreiben dazu: “... *any measured high-frequency pressure spectrum on the surface of a bluff body is really a ‘ghost’ of the pressure fluctuations generated away from the surface.*”; vgl. HÖLS [1993]. Die Verdrängungszone umfasst ausgehend vom Körper etwa das 1,5-fache der Körperabmessung. Böenballen mit großen Wellenlängen werden innerhalb der Verdrängungszone geblockt bzw. abgebremst, kleinwellige Turbulenzelemente werden wie oben beschrieben stark deformiert. Während des Transports der Strömung in die Nähe des Störkörpers nimmt die Korrelation zwischen der Turbulenz und den Oberflächendrücken ab.

Entspricht das Längenmaß der turbulenten Anströmung mindestens den Abmessungen des umströmten Körpers, erstrecken sich die Böenballen in Körpernähe über weite Bereiche stark unterschiedlicher mittlerer Strömungsgeschwindigkeiten. Die Beschreibung der Turbulenzstruktur auf der Basis der Verdrehung von Wirbelelementen entlang mittlerer Stromlinien, wie für kleinskalige Turbulenz, ist in diesem Fall nicht möglich. In großskaliger Turbulenz ($xL_u \gg d$) ist der sog. *blocking*-Effekt maßgebend: Böenballen werden schon in einer Entfernung von $\cong xL_u$ vom Störkörper abgeblockt und ihre kinetische Energie in Körperdruckschwankungen umgesetzt [HUNT 1990]; die für kleinskalige Turbulenz maßgebenden *distortion*-Effekte verlieren an Bedeutung. Die Annahme einer quasi-stationären aerodynamischen Übertragung ist gerechtfertigt [BEAR 1972a]; die Druckspektren sind proportional zu den Spektren der turbulenten Anströmung. In Strömungen mit mittleren Turbulenzmaßen, z. B. in Größenordnungen des umströmten Körpers ($xL_u \cong d$), überlagern sich die für großskalige sowie kleinskalige Turbulenz beschriebenen Effekte.

Die Abhängigkeit des körpernahen Geschwindigkeitsfeldes von der Größe des Längenmaßes xL_u lässt sich anhand des Verlaufs der Schwankungsanteile der Turbulenzkomponenten entlang der Staupunktlinie veranschaulichen. Während in großskaliger Turbulenz der fluktuierende Anteil der longitudinalen Geschwindigkeit mit zunehmender Annäherung an den Körper abnimmt (wie die mittlere Strömungsgeschwindigkeit), nimmt diese in kleinskaliger Turbulenz zu [BEAR 1971]. Die Schwankungsanteile der lateralen Komponente verhalten sich demgegenüber vice versa.

MAIER-ERBACHER [1988] führte für ein weites Parameterfeld bezogener Längenmaße ($xL_u/d = 0,1 \dots 40$) Natur- und Windkanaluntersuchungen an kreiszylindrischen Körpern durch. Die von ihm beschriebenen Neigungen der Druckspektraldichten im höherfrequenten Bereich liegen zwischen den asymptotischen Lösungen der RDT (siehe oben). Für den am Mast

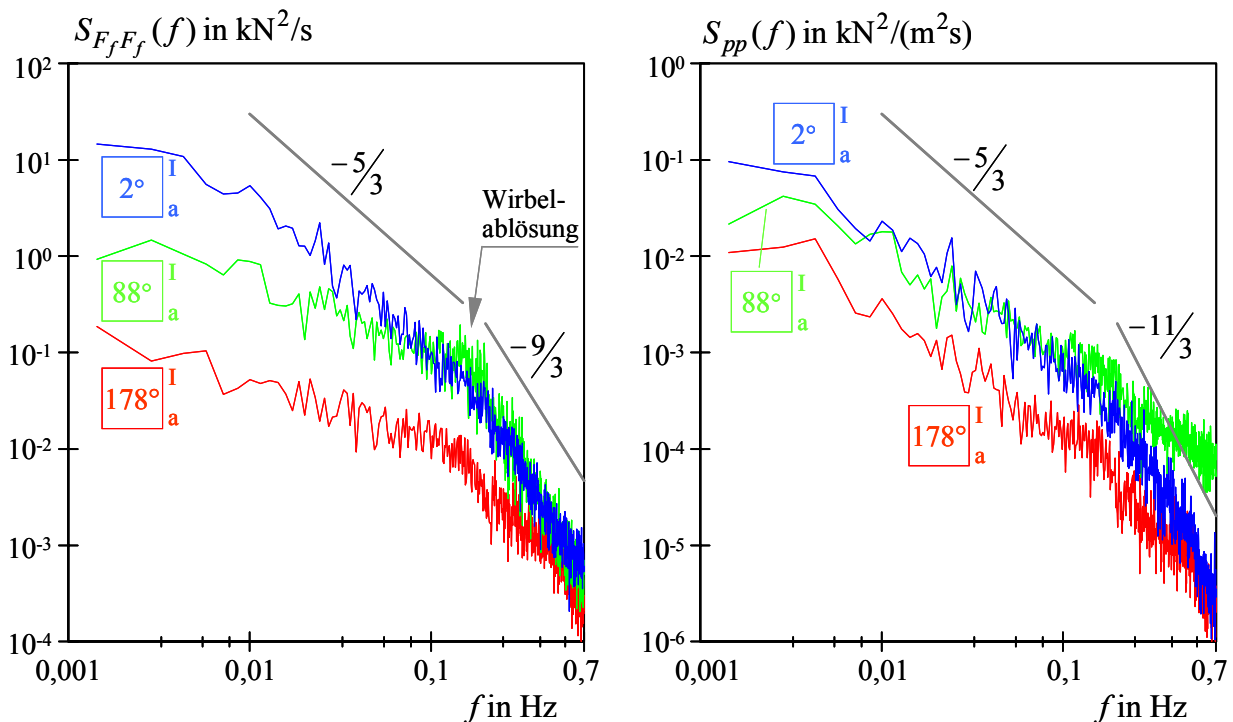


Abb. 5.8 Leistungsspektren der Windkraft ($S_{F_f F_f}$) und des Winddrucks (S_{pp})

Gartow untersuchten quadratischen Querschnitt zeigt Abb. 5.8 gemessene Kraft- und Druckspektren infolge einer nahezu frontalen Anströmung einer Fassadenwand. Ein Vergleich der Kraftspektren $S_{F_f F_f}(f)$ mit Gl. (5.6) ist allerdings nur bedingt sinnvoll, da sich insbesondere im höherfrequenten Bereich der Flächeneffekt auswirkt: Die kleinen (hochfrequenten) Böenballen sind nicht über die gesamte Fläche eines Fassadenelementes miteinander vollkorreliert (Kap. 7.3). Das im Fassadenzentrum gemessene Druckspektrum $S_{pp}(f)$ folgt für Frequenzen $f \lesssim 0,3$ Hz (in diesem Fall gleich $f d / \bar{u} \lesssim 0,06$) dem Trägheitsbereich des Turbulenzspektrums mit einer Steigung proportional zu $f^{-5/3}$. Für größere Frequenzen fällt das Spektrum demgegenüber deutlich steiler ab ($S_{pp}(f) \propto f^{-11/3}$); es stimmt dabei gut mit dem Ansatz nach Gl. (5.6) überein. Streng genommen wäre allerdings nicht die “Gesamt“-Spektraldichte den theoretischen Vorgaben gegenüberzustellen, sondern nur der aus der linearen Übertragung resultierende Anteil. Nichtlineare Übertragungsmechanismen werden durch die RDT nämlich nicht erfasst. Bezüglich der auf eine lineare Übertragung zurückzuführenden Spektralanteile der Oberflächendrücke wird auf die entsprechend konditionierten Druckspektren in Kap. 7.4 verwiesen. Die in Abb. 5.8 dargestellten Spektralverläufe zu den Drücken auf Querschnittsbereiche in abgelöster Strömung weichen im Übrigen erheblich von den Druckspektren in anliegender Strömung ab.

5.2.5 Computational-Fluid-Dynamics Methoden

Die computergestützte Lösung von Problemstellungen des Windingenieurwesens oder der industriellen Aerodynamik gewinnt seit den späten 1970er Jahren zunehmend an Bedeutung. Mit steigender Rechnerleistung sind in den letzten Jahren große Fortschritte auf dem Gebiet des *Computational Fluid Design* (CFD) gemacht worden. Eindrücke von dem, was heutzutage mittels CFD-Methoden geleistet werden kann, vermitteln unter anderem *Wind and Structures* 5(2-4) und MURA [1997].

Prinzipiell ist es bei der Berechnung instationärer Strömungen möglich, die vollständigen NAVIER-STOKESSchen Bewegungsgleichungen numerisch zu lösen. Warum also aufwändige Windkanal- oder Naturversuche? Für eine unmittelbare numerische Simulation (engl.: *direct numerical simulation* (DNS)), welche auch komplexe Problemstellungen realistisch beschreibt, reicht die heutzutage zur Verfügung stehende Rechnerleistung nicht aus. Daher werden üblicherweise die Bewegungsgleichungen zunächst zeitlich gemittelt, um sie dann mittels numerischer Methoden zu lösen. Den Informationsverlust infolge der Mittelung versucht man durch die Einführung von mehr oder weniger fehlerbehafteten Turbulenzmodellen zu kompensieren (Kap. 4.2). Das derzeit gebräuchlichste Turbulenzmodell ist das k - ε -Modell. Dabei wird der Einfluss der Turbulenz durch das Lösen der Transportgleichung der turbulenten kinetischen Energie angegeben. Diese Gleichung beschreibt die Interaktion der turbulenten Dissipation mit der mittleren und fluktuierenden Strömung [HINZE 1975]. Das k - ε -Modell gewährleistet gegenüber komplexeren Modellen, wie z. B. REYNOLDS-Spannungsmodellen oder der *Large-Eddy-Simulation* (LES), bei relativ kurzer Rechenzeit eine verhältnismäßig hohe numerische Stabilität. Sie scheint daher gerade für industrielle Anwendungen prädestiniert. Der Nachteil dieses Modells ist jedoch die mangelhafte Beschreibung bestimmter Strömungskonfigurationen, wie die von Strömungsfeldern mit stark gekrümmten Stromlinien. Solche Mängel können durch Korrekturansätze zumindest teilweise kompensiert werden.

Die auf CFD-Methoden basierenden Ergebnisse sind grundsätzlich kritisch zu hinterfragen. Die Genauigkeit des Berechnungsergebnisses reagiert häufig äußerst sensibel bezüglich der Wahl des numerischen Verfahrens und des verwendeten Turbulenzmodells sowie hinsichtlich der Festlegung der Anfangs- und Randbedingungen. So resultieren aus verschiedenen Untersuchungen ein und desselben Problems oftmals stark unterschiedliche Ergebnisse. Die exakte numerische Lösung der Umströmung eines Körpers gibt es ohnehin nicht [MURA 2002].

STATHOPOULOS [2002] beurteilt die Güte einzelner CFD-Methoden, indem er ausgehend von diversen Forschungsarbeiten die experimentell im Windkanal identifizierte dreidimensionale Umströmung eines Würfels in turbulenter Strömung verschiedenen numerischen Lösungen gegenüberstellt. Er vergleicht unter anderem die mittleren Drücke auf der Bauwerksoberfläche sowie die mittleren Windgeschwindigkeiten entlang der Staupunktlinie der Anströmung. Die numerischen Lösungen der betrachteten Modelle stimmen für die luvseitige Würfelfläche sehr gut mit den gemessenen Ergebnissen überein. Im Nachlauf (Flanken und leeseitige Oberflächen) weichen die Ergebnisse auf der Grundlage des einfachen k - ε -Modells stark von den experimentellen Ergebnissen ab. Hier führt die Verwendung von erweiterten k - ε -Modellen oder von LES-Turbulenzmodellen zu einer demgegenüber deutlich besseren Übereinstimmung. Den Gebrauch von LES-Modellen hält STATHOPOULOS allerdings bezüglich der Angabe instationärer Peaks von Druckbeiwerten nur eingeschränkt für sinnvoll. Zur Bestimmung von Bemessungswerten sollte auf die Methoden der Extremwertanalyse zurückgegriffen werden.

Trotz einiger bemerkenswerter Ergebnisse von CFD-Berechnungen sieht STATHOPOULOS [2002] zum jetzigen Zeitpunkt die Abstraktion eines „numerischen Windkanals“ zur Lösung von Problemen der industriellen Aerodynamik als mehr virtuelle denn realistische Vorstellung an. Er achtet zwar das gewaltige Potenzial des computergestützten Windingenieurwesens, parallele experimentelle Untersuchungen hält er jedoch zur Validierung theoretischer Ergebnisse für unbedingt erforderlich. Dieses gelte ausdrücklich für die numerische Simulation hochturbulenter Strömungsfelder sowie für die numerische Ermittlung bemessungsrelevanter bzw. extremer Strömungsgrößen. Insbesondere zur Beschreibung der Umströmung komplexer Strukturen sollte auch heutzutage auf sorgfältig durchgeführte Windkanalversuche sowie (semi-)empirische Modelle zurückgegriffen werden, um praktikable Näherungslösungen zu erhalten. Allerdings ist auch die Modellierung der komplexen Turbulenzstruktur im Windkanal nicht ohne Tücken. Vor diesem Hintergrund sind die am Mast Gartow durchgeführten Naturmessungen auch noch in mittelfristiger Hinsicht als sehr sinnvoll zu bewerten. Solche Messungen sind für die Validierung der theoretischen Ergebnisse sowie der im Windkanal gewonnenen Erkenntnisse wichtig.

Kapitel 6

Quasi-stationäres Modell der aerodynamischen Admittanz

6.1 EINFÜHRUNG

Üblicherweise wird zur Ermittlung dynamischer Windlasten infolge Böenerregung von einem quasi-stationären Modell der aerodynamischen Admittanz ausgegangen. Ein solcher Ansatz basiert auf der Annahme, dass die Fluktuationen der auf einen Körper wirkenden Windkräfte sich proportional zur anströmenden Turbulenz verhalten. Unter Vernachlässigung der körperinduzierten Windkräfte werden sämtliche Änderungen mit der Zeit ausschließlich der Anströmung zugewiesen. Die aerodynamische Übertragung, im Allgemeinen repräsentiert durch in turbulenzarmer Strömung bestimmte Kraftbeiwerte c_F , sei unabhängig von der Frequenz.

Quasi-stationäre Admittanzmodelle wurden unter anderem von FLAGA [1994], LETCHFORD *et al.* [1993], COOK [1990] sowie KAWAI [1983] ausführlich beschrieben. Die einzelnen Modelle sind einander ähnlich. HOXEY *et al.* [1996, 1999] sehen demgegenüber Modifikationen hinsichtlich der Berücksichtigung des Schwankungsanteils der aerodynamischen Beiwerte vor. Im Folgenden wird insbesondere auf das von NIEMANN *et al.* [1996] entwickelte Modell eingegangen, welches eine konsistente Erweiterung des klassischen quasi-stationären Ansatzes darstellt. Dazu werden zunächst die Philosophie und die Grundgleichungen dieses Modells vorgestellt. Anschließend werden die Fehler bei der Angabe von Windlasten infolge der dem Modell zugrunde liegenden verschiedenen Vereinfachungen quantifiziert. Dieses geschieht zum einen ausgehend von simultanen Messungen der ungestörten Anströmung und den resultierenden Windkräften, zum anderen auf der Basis theoretischer Untersuchungen.

6.2 WINDKRÄFTE AUF EIN STARRES BAUWERK

Die aerodynamischen Drücke auf der Oberfläche eines Körpers werden in der *quasi-stationären Stromfadentheorie* durch die frequenzunabhängige Übertragung der Geschwindigkeitskomponenten auf der Staupunktstromlinie beschrieben. Nach der *Streifentheorie* werden ausgehend von einer zweidimensionalen Umströmung eines hohen, schlanken Körpers (Abb. 6.1) die auf einen vertikal begrenzten Streifen wirkenden Winddrücke als vollständig korreliert angenommen. Hiervon kann allerdings nur in großskaliger Turbulenz $xL_u \gtrsim 10d$ ausgegangen werden.

Der momentane Windvektor $W(t)$ und der Windangriffswinkel $\varphi(t) = \bar{\varphi} + \varphi'(t)$ ergeben sich aus der mittleren Geschwindigkeit \bar{u} sowie den Schwankungsanteilen $u'(t)$ und $v'(t)$ in

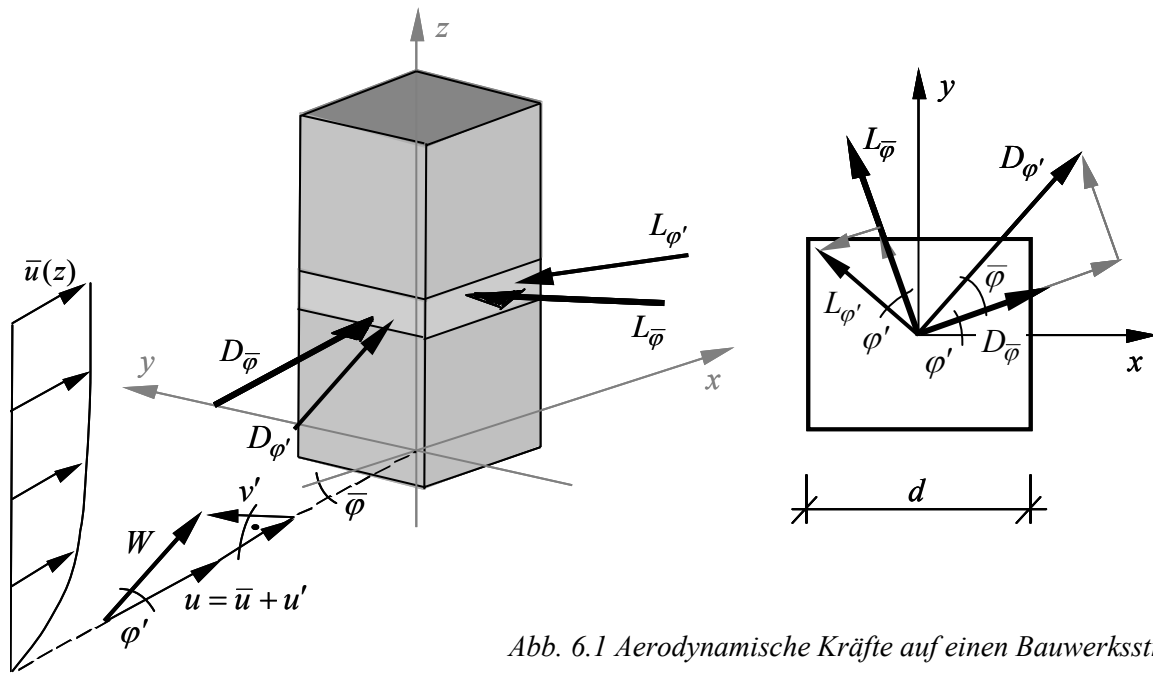


Abb. 6.1 Aerodynamische Kräfte auf einen Bauwerksstreifen

longitudinaler bzw. lateraler Richtung; vgl. Abb. 4.1 und Gl. (4.2). Mit der charakteristischen Querschnittsabmessung d sowie den Kraftbeiwerten $c_{D\text{rag}}$ und $c_{L\text{ift}}$ folgen der momentane Widerstand $D_{\varphi'}(t)$ sowie der Quertrieb $L_{\varphi'}(t)$:

$$D_{\varphi'}(t) = \frac{\rho}{2} d c_D(\bar{\varphi}, \varphi'(t)) W(t)^2 \quad L_{\varphi'}(t) = \frac{\rho}{2} d c_L(\bar{\varphi}, \varphi'(t)) W(t)^2, \quad (6.1)$$

jeweils pro Längeneinheit des betrachteten Streifens. Streng genommen greift der Momentanwert der resultierenden Windlast exzentrisch bezogen auf die vertikale Bauwerksachse an (Stichwort: Torsion). Außer bei sehr ausmittig montierten Anbauten kann jedoch bei hohen, schlanken Bauwerken vereinfachend angenommen werden, dass der Wind - wie in Abb. 6.1 - im Schubmittelpunkt des Querschnitts wirkt. Bei Zerlegung von Gl. (6.1) in Komponenten bezogen auf die mittlere Strömungsrichtung $\bar{\varphi}$ ergeben sich:

$$\begin{aligned} D_{\bar{\varphi}}(t) &= \frac{\rho}{2} d W(t)^2 [c_D(\bar{\varphi}, \varphi'(t)) \cos(\varphi'(t)) - c_L(\bar{\varphi}, \varphi'(t)) \sin(\varphi'(t))] \\ L_{\bar{\varphi}}(t) &= \frac{\rho}{2} d W(t)^2 [c_D(\bar{\varphi}, \varphi'(t)) \sin(\varphi'(t)) + c_L(\bar{\varphi}, \varphi'(t)) \cos(\varphi'(t))] \end{aligned} \quad (6.2)$$

Die aerodynamischen Kraftbeiwerte c_D und c_L sind sowohl von der Hauptwindrichtung $\bar{\varphi}$ als auch von den zeitvarianten Richtungsschwankungen $\varphi'(t)$ abhängig. Der Zusammenhang zwischen $\varphi'(t)$ und den korrespondierenden Beiwerten $c_F(\bar{\varphi}, \varphi'(t))$ ist dabei meist durch große Nichtlinearitäten gekennzeichnet; vgl. Abb. 5.2. Aus den in Gl. (6.2) enthaltenen Ausdrücken $(\bar{u} + u'(t)) \cdot W(t)$ und $v'(t) \cdot W(t)$ folgen nichtlineare Schwankungsterme der Geschwindigkeitskomponenten. Eine linearisierende Beschreibung der Windkräfte gelingt in zwei Schritten:

- Einführung sog. *linearisierender Buffeting-Beiwerte* [NIEM 1996], die das "Verschmieren" der Kraftbeiwerte infolge der Windrichtungsschwankungen berücksichtigen;
- Vernachlässigung von Geschwindigkeitsschwankungstermen höherer Ordnung.

ad a)

Wegen der Winkel- bzw. Zeitabhängigkeit der aerodynamischen Kraftbeiwerte $c_F(\bar{\varphi}, \varphi'(t))$ ist deren Aufteilung in einen Mittelwert und einen Schwankungsanteil sinnvoll:

$$c_F(\varphi(t)) = c_F(\bar{\varphi}) + \Delta c_F(\varphi'(t)) \Big|_{\bar{\varphi}} \quad (6.3)$$

$\Delta c_F(\varphi'(t))$ ist der Prozess der Abweichungen der momentanen Kraftbeiwerte $c_F(\bar{\varphi} + \varphi'(t))$ vom Beiwert $c_F(\bar{\varphi})$. Abb. 6.2 zeigt einen um den mittleren Anströmwinkel $\bar{\varphi} = 0^\circ$ zentrierten Ausschnitt der Beiwerteverläufe c_D und c_L eines Quadratprofils in zweidimensionaler Strömung. Dazu sind ausgehend von einer GAUSSschen Verteilungsdichte $p_{\varphi'}$ der Winkelschwankungen für verschiedene Turbulenzgrade I_v die Verteilungen $p_{\Delta c_F}$ zu den Inkrementen der Kraftbeiwerte dargestellt. Diese wurden mittels *Monte-Carlo-Simulation* bestimmt.¹ Für die Windrichtungsschwankungen gelte vereinfachend $\varphi'(t) \cong v'(t)/\bar{u}$ und damit $\sigma_\varphi \cong \sigma_v/\bar{u} = I_v$. Gesucht ist eine Approximation zur hinreichend genauen Beschreibung des Prozesses $\Delta c_F(\varphi'(t))$.

Häufig wird dazu eine Linearisierung um den “Arbeitspunkt“ mittels Entwicklung in eine Taylorreihe mit Abbruch nach dem ersten Schwankungsglied gemäß $c_F(\bar{\varphi}) + (\partial c_F / \partial \varphi) \Big|_{\bar{\varphi}} \cdot \varphi'(t)$ vorgenommen. Bei Zugrundelegung GAUSS-verteilter Windrichtungsschwankungen führt diese Linearisierung zu ebenfalls GAUSS-verteilter Kraftbeiwerten. Nach den in Abb. 6.2 dargestellten Verteilungen $p_{\Delta c_F}$ wird der durch die Winkeländerungen $\varphi'(t)$ beeinflusste Beiwerteverlauf durch den tangentialen Ansatz oftmals nur wenig akzeptabel approximiert; vgl. Anlage 6.4. Bei bestimmten Konstellationen führt dieses Modell zu absurden Ergebnissen: Geht man beispielsweise vom Widerstandsbeiwert $c_D(\bar{\varphi} = 0)$ in Abb. 6.2 aus, bleiben wegen $(\partial c_D / \partial \varphi) \Big|_{\bar{\varphi}} = 0$ die Beiwerteschwankungen infolge der veränderlichen Windrichtung völlig unberücksichtigt.

NIEMANN *et al.* [1996] schlagen vor, die Beziehung zwischen den Windrichtungsschwankungen und den Kraftbeiwerten zu linearisieren, indem die faktisch nicht-GAUSSsche Dichtefunktion der momentanen Inkremente Δc_F durch eine GAUSS-Verteilung mit dem Mittelwert $\overline{\Delta c_F}$ und der Standardabweichung $\sigma_{\Delta c_F}$ der exakt bestimmten Beiwerteschwankungen ersetzt wird; es wird ein äquivalenter GAUSS-Prozess definiert. Damit wird die tatsächliche Verteilung besser angenähert als mit dem tangentialen Ansatz (Abb. 6.2). Dieses gilt in vielen Fällen insbesondere für hochturbulente Strömungen, bei kleinen Turbulenzgraden sind die Unterschiede oft marginal.

Werden entsprechend obigem Postulat GAUSS-verteilte Schwankungen der Kraftbeiwerte vorausgesetzt, folgt für den Prozess der Inkremente

$$\Delta c_F(\varphi'(t)) \Big|_{\bar{\varphi}} = \overline{\Delta c_F}(\varphi'(t)) \Big|_{\bar{\varphi}} + \frac{\sigma_{\Delta c_F}}{\sigma_\varphi} \varphi'(t) \equiv \overline{\Delta c_F}(\bar{\varphi}) + a_F \varphi'(t) , \quad (6.4)$$

wobei $\overline{\Delta c_F}$ und $a_F = \sigma_{\Delta c_F} / \sigma_\varphi$ die von NIEMANN eingeführten *linearisierenden Buffeting-Beiwerte* sind. Abb. 6.3 zeigt für die Beiwerteverläufe eines Quadratprofils die mittels *Monte-Carlo-Simulationen* bestimmten *Buffeting-Beiwerte*. Diese sind neben dem mittleren Anströmwinkel $\bar{\varphi}$ von der Turbulenzintensität I_v resp. der Standardabweichung der Winkelschwankungen σ_φ abhängig. Die Funktionsverläufe bedürfen keiner ausführlichen Erklärung, sie erschließen sich bei eingehender Betrachtung der Beiwerteverläufe. Für den Mittelwert der Beiwerte-

¹ Der Beiwerteprozess kann auch auf analytischem Wege bestimmt werden; siehe HÖFF [1997].

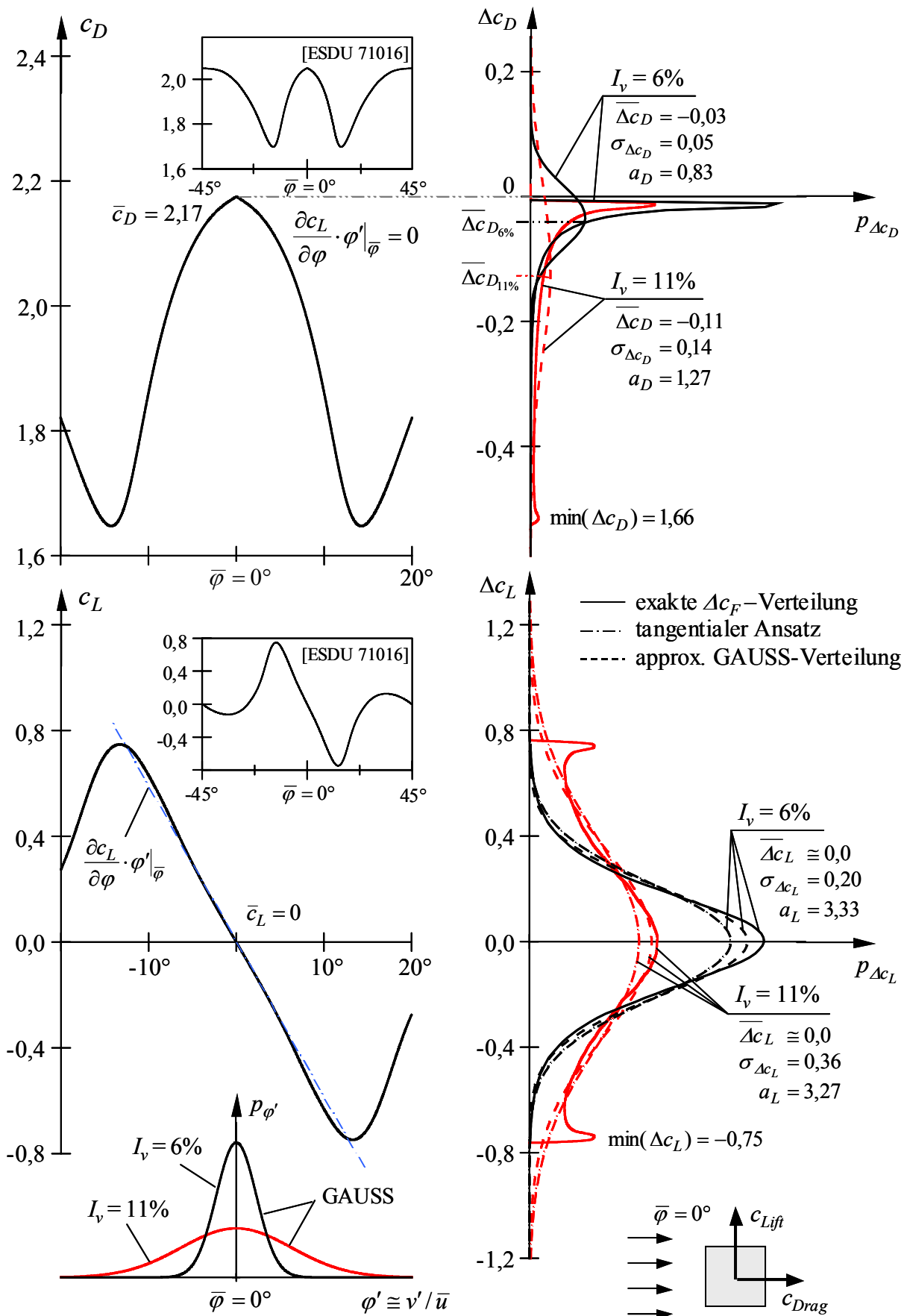


Abb. 6.2 Verteilungsdichten der aerodynamischen Kraftbeiwerte c_F für ein Quadratprofil in 2-dimensionaler Strömung infolge der Windrichtungsschwankungen φ'

schwankungen des Widerstands gilt beispielsweise $\overline{\Delta c_D}(\bar{\varphi} = 0^\circ, I_v > 0) < 0$, da das Beiwertemaximum von c_D bei $\bar{\varphi} = 0^\circ$ liegt. Für $I_v \lesssim 10\%$ ist der Verlauf von $a_D|_{\bar{\varphi}=0^\circ}$ nahezu linear. Bei höheren Turbulenzgraden und damit einhergehenden größeren Windrichtungsschwankungen sind Anströmrichtungen $\varphi > 13^\circ$ nicht selten. Das Beiwerteminimum bei $\varphi \cong 13^\circ$ wird überschritten, der Beiwerteprozess wird zunehmend gleichförmiger. Da die Beiwerteschwankungen $\sigma_{\Delta c_F}$ im Verhältnis zu den Richtungsschwankungen σ_φ zurückgehen, wird $a_D|_{\bar{\varphi}=0^\circ}$ mit zunehmender Turbulenz kleiner. Gl. (6.4) eingesetzt in Gl. (6.3) liefert

$$c_F(\varphi(t)) = c_F(\bar{\varphi}) + \overline{\Delta c_F}(\bar{\varphi}) + a_F \varphi'(t) = \bar{c}_F(\bar{\varphi}) + a_F \varphi'(t), \quad (6.5)$$

wobei $\bar{c}_F(\bar{\varphi})$ dem mittleren Kraftbeiwert in turbulenter Strömung entspricht. Für den momentanen Kraftvektor nach Gl. (6.2) folgt mit den Beziehungen $\cos(\varphi'(t)) = (\bar{u} + u'(t))/W(t)$ und $\sin(\varphi'(t)) = v'(t)/W(t)$:¹

$$\begin{aligned} D_{\bar{\varphi}} &= \frac{\rho}{2} d [(\bar{u} + u') W (\bar{c}_D + a_D \varphi') - v' W (\bar{c}_L + a_L \varphi')] \\ L_{\bar{\varphi}} &= \frac{\rho}{2} d [(\bar{u} + u') W (\bar{c}_L + a_L \varphi') + v' W (\bar{c}_D + a_D \varphi')] \end{aligned} \quad (6.6)$$

ad b)

Sind die fluktuierenden Anteile $u'(t)$ und $v'(t)$ klein im Vergleich zur mittleren Geschwindigkeit \bar{u} , können die Schwankungsanteile der Turbulenz von höherer Ordnung als 2 vernachlässigt werden. Mit den Vereinfachungen

$$(\bar{u} + u') W \cong (\bar{u} + u')^2 \cong \bar{u}^2 + 2\bar{u}u' \quad \text{und} \quad v' W \cong v' (\bar{u} + u') \cong v' \bar{u} \quad (6.7)$$

ergibt sich aus Gl. (6.6) nach wenigen Umstellungen:

$$\begin{aligned} D_{\bar{\varphi}} &= \frac{\rho}{2} d (\bar{u}^2 + 2\bar{u}u') [\bar{c}_D + a_D \varphi' - \bar{c}_L \varphi' - a_L \varphi'^2] \\ L_{\bar{\varphi}} &= \frac{\rho}{2} d (\bar{u}^2 + 2\bar{u}u') [\bar{c}_L + a_L \varphi' + \bar{c}_D \varphi' + a_D \varphi'^2] \end{aligned} \quad (6.8)$$

Werden zudem die quadratischen Terme φ'^2 der Richtungsschwankungen vernachlässigt, folgt

$$\frac{F_{\bar{\varphi}}}{\bar{q} \cdot d} = (1 + 2 \frac{u'}{\bar{u}}) \left(\bar{c}_{F_{\bar{\varphi}}} + 2 \frac{I_u}{I_v} \bar{c}_{F_{\varphi'}} \varphi' \right) \quad (6.9)$$

mit

$$\bar{c}_{F_{\bar{\varphi}}} = \bar{c}_F \quad \text{und} \quad \bar{c}_{F_{\varphi'}} = \begin{cases} \frac{a_D - \bar{c}_L}{2} \frac{I_v}{I_u} & \text{für } F \equiv D \\ \frac{a_L + \bar{c}_D}{2} \frac{I_v}{I_u} & \text{für } F \equiv L \end{cases};$$

vgl. HÖFF [1997]. Daraus resultieren für die Mittelwerte \bar{F} , Varianzen σ_F^2 und Leistungsspektren S_F der auf einen ideellen horizontalen Streifen eines hohen Bauwerks wirkenden Windkräfte:

¹ Die Abhängigkeiten von der Zeit t werden im Folgenden aus Übersichtsgründen weggelassen.

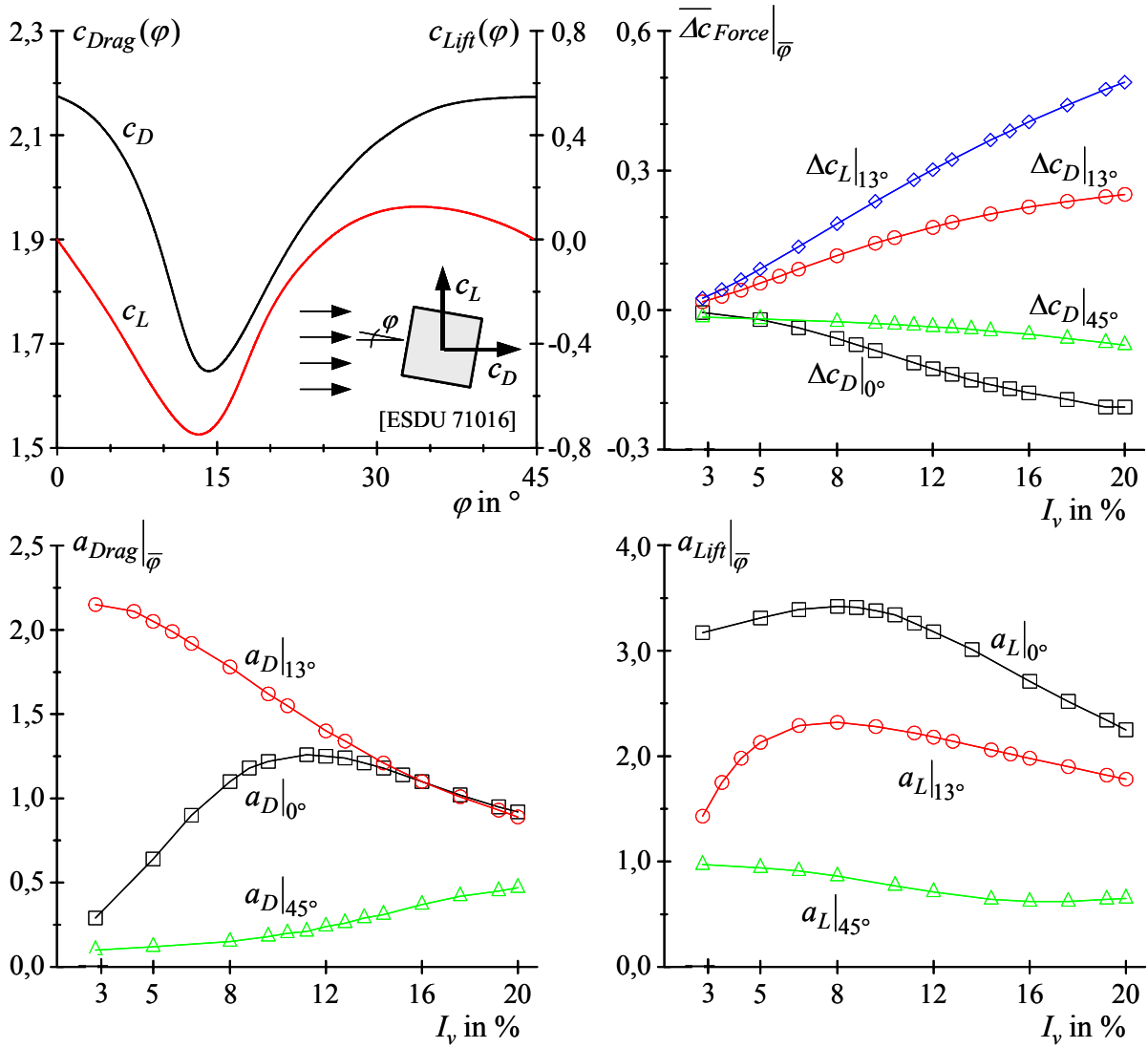


Abb. 6.3 Linearisierende Buffeting-Beiwerte für ein Quadratprofil in 2-dimensionaler Strömung

$$\frac{\bar{F}}{\bar{q} d} = \bar{c}_{F\varphi} \quad (6.10)$$

$$\frac{\sigma_F^2}{(\bar{q} d)^2} = 4 I_u^2 \left(\bar{c}_{F\varphi}^2 + \bar{c}_{F\varphi'}^2 \right) \quad (6.11)$$

$$\frac{S_F f}{\sigma_F^2} = \frac{\bar{c}_{F\varphi}^2}{\bar{c}_{F\varphi}^2} \frac{S_u f}{\sigma_u^2} + \frac{\bar{c}_{F\varphi'}^2}{\bar{c}_{F\varphi}^2} \frac{S_v f}{\sigma_v^2} \quad \text{mit} \quad \bar{c}_{F\varphi}^2 = \bar{c}_{F\varphi}^2 + \bar{c}_{F\varphi'}^2 \quad (6.12)$$

S_u und S_v sind die Leistungsspektren der statistisch voneinander unabhängigen Turbulenzkomponenten u und v (Kap. 4.4.5). Resultieren die Schwankungsanteile der Windkräfte F aus einer linearen Kombination dieser GAUSS-verteilten Komponenten, ist die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion p_F der Windkräfte ebenfalls GAUSS-verteilt (Kap. 2.2.1).

6.3 WINDKRÄFTE AUF EIN ELASTISCHES BAUWERK

Werden bei der Angabe der auf ein elastisches Bauwerk wirkenden böeninduzierten Windkräfte die Relativbewegungen zwischen dem Medium Luft und dem Baukörper einbezogen, können sich gegenüber einem Ansatz ohne Berücksichtigung dieser Wechselbeziehung eklatante Unterschiede ergeben. Quasi-stationäre Modelle zur Wechselwirkung zwischen der Windströmung und dem bewegten Körper gehen davon aus, dass die Anströmung durch die Bauwerksbewegungen unbeeinflusst bleibt. Zudem wird angenommen, dass die aerodynamische Übertragung der relativen Anströmgeschwindigkeit durch quasi-stationäre Kraftbeiwerte beschrieben werden kann; vgl. LOU [1997], HÖFF [1997].

Unter diesen Voraussetzungen ergibt sich bei Vernachlässigung der Torsionsverdrehung des Körpers die resultierende relative Geschwindigkeit aus der momentanen Anströmgeschwindigkeit und der korrespondierenden translatorischen Verschiebungsgeschwindigkeit. Letztere wird üblicherweise mit den Komponenten \dot{x} und \dot{y} bezogen auf das lokale Koordinatensystem des bewegten Körpers angegeben. Die longitudinale (u_{rel}) und die laterale (v_{rel}) Komponente der relativen Geschwindigkeit sind:

$$\begin{aligned} u_{rel}(t) &= \bar{u} + u'(t) - \dot{x}(t) \cos \bar{\varphi} - \dot{y}(t) \sin \bar{\varphi} \\ v_{rel}(t) &= v'(t) + \dot{x}(t) \sin \bar{\varphi} - \dot{y}(t) \cos \bar{\varphi} \end{aligned} \quad (6.13)$$

Der resultierende (relative) dynamische Druck ist:

$$q_{rel}(t) = \frac{\rho}{2} W_{rel}^2(t) = \frac{\rho}{2} (u_{rel}^2(t) + v_{rel}^2(t)) \quad (6.14)$$

Wird von einem mittleren Anströmwinkel $\bar{\varphi} = 0$ ausgegangen und werden Schwankungsanteile höherer Ordnung als 2 vernachlässigt, folgt:

$$q_{rel}(t) = \frac{\rho}{2} \left[(\bar{u} + u'(t) - \dot{x}(t))^2 + (v'(t) - \dot{y}(t))^2 \right] \cong \bar{q} \left(1 + 2 \frac{u'(t)}{\bar{u}} - 2 \frac{\dot{x}(t)}{\bar{u}} \right) \quad (6.15)$$

Werden allein die Schwankungsanteile infolge der Körperbewegungen berücksichtigt, ergeben sich bezogen auf die Hauptachsrichtungen des Körpers für die auf einen Bauwerksstreifen nach Abb. 6.1 wirkenden Windlasten:

$$F_x = d \bar{q} \left(1 - 2 \frac{\dot{x}}{\bar{u}} \right) \left(\bar{c}_D - a_D \frac{\dot{y}}{\bar{u}} \right) \quad F_y = d \bar{q} \left(1 - 2 \frac{\dot{y}}{\bar{u}} \right) \left(\bar{c}_L - a_L \frac{\dot{x}}{\bar{u}} \right) \quad (6.16)$$

Es werden die zur Verschiebungsgeschwindigkeit des Bauwerks proportionalen Kräfte erfasst. Nach HÖFFER [1997] lassen sich mit Gl. (6.16) bei hohen Windgeschwindigkeiten die Windlasten auf Kragarme mit Schlankheitsgraden größer als 6 in guter Näherung beschreiben.

Jene Terme des Wechselwirkungsmodells mit den Relativbewegungen \dot{x} und \dot{y} werden gemeinhin als aerodynamische Dämpfung aufgefasst. Sie werden in einer dynamischen Berechnung nicht den Windkräften zugewiesen, sondern gemeinsam mit der Strukturdämpfung zu einem einzigen Dämpfungsparameter zusammengefasst. Wird dabei eine viskose Dämpfung unterstellt, kann für einen Kragarm das aerodynamische Dämpfungsdekrement δ_a für verschiedene Eigenformen i mit

$$\delta_{a\beta i} = \frac{\rho}{2(1 + \Xi_\beta) f_{\beta i} M_{\beta i}} \int_0^h d(z) \bar{u}(z) \left(\bar{c}_D(z) + \Xi \frac{\partial c_L}{\partial \varphi} \right) \Phi_{\beta i}^2 dz \quad (6.17)$$

angegeben werden [ESDU 83009, PAGN 1999]. β steht entweder für die longitudinale oder die laterale Schwingungsrichtung. In longitudinaler Richtung gilt $\Xi_{\text{long.}} = 0$, in lateraler Richtung ist $\Xi_{\text{lat.}} = 1$. $f_{\beta i}$ sind die verschiedenen Eigenfrequenzen, $\Phi_{\beta i}^2$ entspricht den zugehörigen normierten Eigenformen. $M_{\beta i}$ ist die äquivalente modale Masse.

Für ein leichtes Tragwerk mit niedriger Grundfrequenz ist eine deutlich größere aerodynamische Dämpfung zu erwarten als für ein kompaktes, schweres Gebäude. Der Beitrag der aerodynamischen Dämpfung kann die Bemessung eines schwingfähigen Tragwerks drastisch beeinflussen. Abgesehen von sehr seltenen Ausnahmen ist der Beiwert c_D stets größer Null, sodass in longitudinaler Richtung insbesondere die Schwingungsanteile infolge Resonanz in Grenzen bleiben, da neben der Strukturdämpfung auch die aerodynamische Dämpfung zur Energiedissipation beiträgt. Gegenteilig führen Werte $\partial c_L / \partial \varphi < 0$ zu einer reduzierten oder gar negativen Gesamtdämpfung mit der möglichen Folge des Auftretens aeroelastischer Instabilitäten wie beispielsweise Galloping [PAGN 1999].

6.4 VALIDIERUNG AERODYNAMISCHER ADMITTANZANSÄTZE

6.4.1 Theoretische Überlegungen

Gewöhnliche Admittanzansätze enthalten einige Vereinfachungen, deren Auswirkungen auf die Angabe dynamischer Windlasten zu hinterfragen sind. So war beispielsweise die Identifizierung des Einflusses des quadratischen Schwankungsterms $u'^2(t)$ (siehe Gl. (6.7)) der longitudinalen Geschwindigkeitskomponente auf die Windlasten Ziel vergangener Untersuchungen [SOIZE 1978, GRIG 1986, ROTE 1986, KARE 1997]. Grundsätzlich gilt: Sind sowohl die Bauwerkschwingungen als auch die fluktuierenden Windgeschwindigkeiten klein in Bezug auf die mittlere Strömungsgeschwindigkeit \bar{u} können die Schwankungsterme höherer Ordnung von $\dot{u}(t)$ und $u(t)$ bei der Bestimmung von Tragwerksantworten vernachlässigt werden.

Über die zuvor zitierten Untersuchungen hinausgehend wird in dieser Arbeit auch der Einfluss der lateralen Komponente auf die dynamischen Windkräfte beschrieben. Dabei werden zwei Strömungen mit unterschiedlichen Turbulenzcharakteristika betrachtet, und zwar jene die EC 1-2-4 für eine Höhe von 50 m ü. G. zum einen für Geländekategorie II ("Farmland"), zum anderen für Kategorie IV ("Innenstadtbereich") definiert. Die Referenzgeschwindigkeit in 10 m Höhe sei $\bar{u}_{\text{Ref},10} = 27,6$ m/s. Die Turbulenzgrade I_u sind dann 14,5% für Gk II und 25,6% für Gk IV. Für die unkorrelierten Turbulenzkomponenten u und v gelte $I_v / I_u = 0,8$ [WTG 1994].

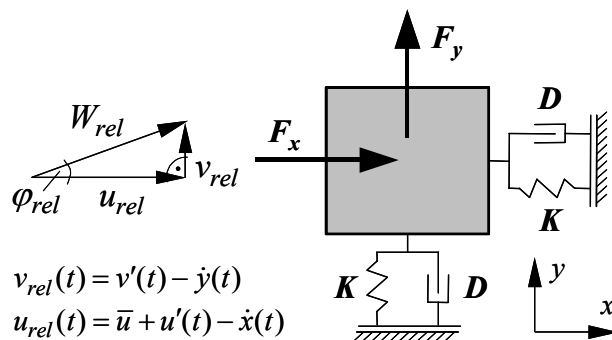
Häufig wird der Mittelwert des Staudrucks mit $\bar{q} \cong (\rho/2) \bar{u}^2$ angegeben. Exakt ist allerdings $\bar{q} = (\rho/2) \bar{u}^2 (1 + I_u^2 + I_v^2 + I_w^2)$. Bleibt die vertikale Komponente w unberücksichtigt, folgt aus dieser Vereinfachung in relativ turbulenzarmer Strömung ($I_u = 14,5\%$) lediglich ein Fehler bei der Angabe des mittleren Staudrucks von 3,5%, in hochturbulenter Strömung mit $I_u = 25,6\%$ beträgt der Fehler immerhin 10,7%.

Bei alleiniger Betrachtung der longitudinalen Turbulenzkomponente u wird unter Vernachlässigung des quadratischen Schwankungsanteils $u'^2(t)$ die Varianz des Staudrucks in der Regel

mit $\sigma_q^2 \cong \rho^2 \bar{u}^2 \sigma_u^2$ berechnet. Tatsächlich ist jedoch $\sigma_q^2 = \rho^2 \bar{u}^2 \sigma_u^2 (1 + I_u^2 / 2)$; vgl. [BEND 1990]. Bei Berücksichtigung des nichtlinearen Terms erhöht sich die mittlere dynamische Belastung für $I_u = 14,5\%$ um 1,1% sowie für $I_u = 25,6\%$ um 3,3%. Wird bei der Beschreibung der Windkräfte zudem die laterale Komponente v einbezogen, zeigen eigene Simulationen, dass aus der Vereinfachung $(\bar{u} + u') \cdot W \cong \bar{u}^2 + 2\bar{u}u'$ gemäß Gl. (6.7) beispielsweise für $I_u = 25,6\%$ eine Unterschätzung der Varianz um ca. 12% resultiert.

Im Weiteren wird zur Abschätzung des Einflusses verschiedener Turbulenzterme auf dynamische Systemantworten von einem quasi-stationären Admittanzmodell zur Ermittlung der Windkräfte ausgegangen, welches die Relativbewegungen zwischen Fluid und Körper einbezieht (Kap. 6.3). Die Windkräfte $F_x \equiv D_{\bar{\varphi}}$ und $F_y \equiv L_{\bar{\varphi}}$ werden als Belastung eines 2-Freiheitsgradsystems nach Abb. 6.4 angesetzt, wobei die mittlere Windrichtung $\bar{\varphi} = 0^\circ$ symmetrisch zu einer der Hauptachsen des Querschnitts liege. Da die relative Lage der Bauwerkseigenfrequenzen zum Turbulenzspektrum sowie die Strukturdämpfung meistens entscheidend für die Größe der Wechselwirkungskräfte sind, werden die Systemverschiebungen in Hauptwindrichtung und quer dazu für verschiedene Dämpfungswerte und Eigenfrequenzen berechnet. Das untersuchte Parameterfeld umfasst insgesamt vier Systeme: Modelle mit Eigenfrequenzen $f_E = 0,5$ Hz und 1,0 Hz, jeweils mit *Lehrschen* Dämpfungsmaßen $\zeta_S = 0,005$ und 0,05 (Tab. 6.2).

Abb. 6.4 Zwei-Freiheitsgradsystem



Tab. 6.1 Buffeting-Beiwerte gemäß Abb. 6.3

Gk	I_v	$\bar{\Delta}c_D$	a_D	a_L
II	11,6%	-0,11	1,27	3,27
IV	20,5%	-0,21	0,90	2,25
$\bar{\varphi} = 0^\circ: c_D = 2,13; c_L = 0, \bar{\Delta}c_L = 0 \Rightarrow \bar{c}_L = 0$				

Tab. 6.2 Systemparameter des Modells nach Abb. 6.4¹

System	I	II	III	IV
Steifigkeit K , Masse M	$K = 586$ kN/m $M = 59,4$ to $\Rightarrow f_E = 0,5$ Hz		$K = 1172$ kN/m $M = 29,7$ to $\Rightarrow f_E = 1,0$ Hz	
viskose Dämpfung D	$D = 1,86$ kN/m $\Rightarrow \zeta_S = 0,005$	$D = 18,6$ kN/m $\Rightarrow \zeta_S = 0,05$	$D = 1,86$ kN/m $\Rightarrow \zeta_S = 0,005$	$D = 18,6$ kN/m $\Rightarrow \zeta_S = 0,05$

¹ $\zeta_S \equiv$ *Lehrsches* Dämpfungsmaß, logarithmisches Dämpfungsdekrement $\delta_S \cong 2\pi \zeta_S$

Für die Analysen werden Zeitreihen der longitudinalen und lateralen Windgeschwindigkeiten generiert, welche vorgegebene statistische Eigenschaften besitzen.¹ Dabei wird von den von KAIMAL vorgeschlagenen Leistungsspektren nach Tab. 4.3 ausgegangen, und zwar bei Zugrundelegung der vorstehend angeführten Turbulenzparameter entsprechend den Vorgaben nach EC 1-2-4 für eine Höhe von 50 m. Zur Beschreibung der auf das System wirkenden Windkräfte wird der quasi-stationäre Ansatz nach Gl. (6.6) um die Terme zur Berücksichtigung der Wechselwirkung zwischen Fluid und Körper erweitert. Für das zu lösende System der Differentialgleichungen 2. Ordnung folgt:

$$\begin{aligned} M \ddot{x} + D \dot{x} + K x &= \frac{\rho}{2} A W_{rel} (\bar{u} + u' - \dot{x}) \left[\bar{c}_D + a_D \phi'_{rel} - \bar{c}_L \phi'_{rel} - a_L \phi'^2_{rel} \right] \\ M \ddot{y} + D \dot{y} + K y &= \frac{\rho}{2} A W_{rel} (\bar{u} + u' - \dot{x}) \left[\bar{c}_L + a_L \phi'_{rel} + \bar{c}_D \phi'_{rel} + a_D \phi'^2_{rel} \right] \end{aligned} \quad (6.18)$$

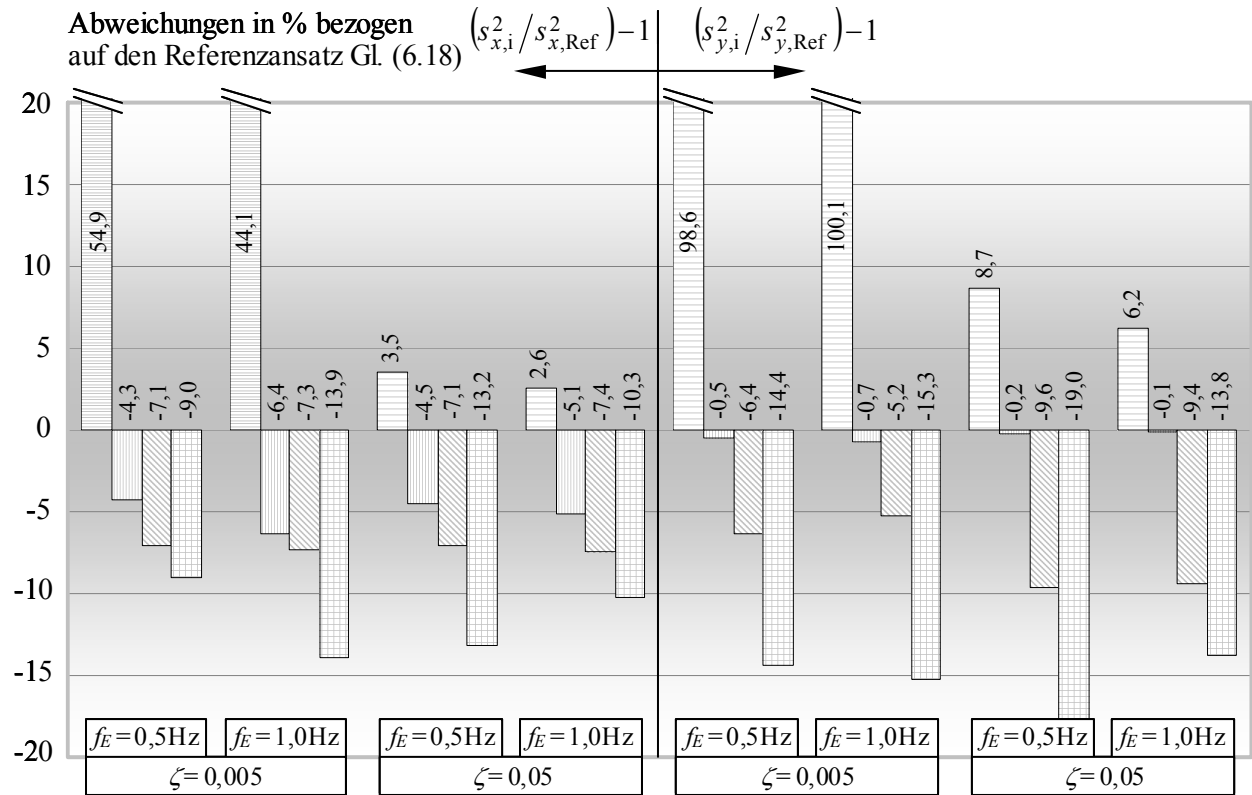
Die aerodynamischen Kraftbeiwerte und linearisierenden *Buffeting*-Beiwerte werden gemäß den in Abb. 6.3 dargestellten Verläufen für ein Quadratprofil berücksichtigt; siehe Tab. 6.1. Das Gl. (6.18) zugrunde liegende Windlastmodell sei der Referenzansatz. Hiervon ausgehend werden verschiedene Vereinfachungen für den Ansatz der Windkräfte eingeführt, für die das entsprechend modifizierte Differentialgleichungssystem gelöst wird. Es werden 10 min lange Zeitreihen zu den Auslenkungen x und y mittels Zeitschrittintegration nach RUNGE-KUTTA berechnet. Für jedes Parameterfeld werden 10 Simulationen durchgeführt, d. h. es werden 10 verschiedene Windlastzeitreihen generiert, die auf identischen Vorgaben bezüglich ihrer statistischen Parameter basieren. Die aus den vereinfachten Windlastansätzen resultierenden Varianzen der Auslenkungen werden für jede Simulation auf die Antwortvarianzen entsprechend dem vollständigen Referenzansatz bezogen. Die Ergebnisse werden schließlich arithmetisch gemittelt.

Die vorgenommenen Vereinfachungen zur Beschreibung der Windlasten sind zusammen mit den Berechnungsergebnissen bei Zugrundelegung einer hochturbulenten Strömung (Gk IV) in Abb. 6.5 gegeben. Demgegenüber fallen in turbulenzarmer Strömung (Gk II) die auf die Referenzgrößen bezogenen Abweichungen der Systemantworten als Folge der Berücksichtigung eines vereinfachenden Windlastmodells meist deutlich kleiner aus (Anlage 6.1).

Die Absolutwerte der Verschiebungen weichen für die untersuchten vier Systeme teilweise erheblich voneinander ab. Weder für die Eigenfrequenz noch für die Strukturdämpfung lässt sich jedoch ein signifikanter Einfluss auf die aus den Vereinfachungen des Windlastansatzes resultierenden relativen Abweichungen der Systemverschiebungen aufzeigen.

Wird die Wechselwirkung zwischen Luft und Körper nicht berücksichtigt ($\dot{x} = 0, \dot{y} = 0$), die aerodynamische Dämpfung also vernachlässigt, resultieren für die hier untersuchten Systeme gegenüber der Referenzlösung deutlich größere Varianzen sowohl für die longitudinale als auch für die laterale Systemauslenkung. Der Einfluss der aerodynamischen Dämpfung nimmt mit der mittleren Windgeschwindigkeit zu. Dementsprechend führt deren Nichtberücksichtigung bei Ansatz der Windlasten nach Geländekategorie II zu drastisch größeren Fehlern als bei Ansatz der Windkräfte nach Kategorie IV; vgl. Abb. 6.5 und Anlage 6.1. Werden die Relativgeschwindig-

¹ Die stochastische Datengenerierung erfolgt nach dem von SHINOZUKA [1972] vorgestellten Wellenüberlagerungsmodell.



Vereinfachungen des Windlastansatzes Gl. (6.18):

$\dot{x} = 0, \dot{y} = 0$	$W_{rel}(\bar{u} + u' - \dot{x}) \cong \bar{u}^2 + u'^2 + 2\bar{u}u' - 2\bar{u}\dot{x}$	$\phi_{rel}^2 = 0$
	$W_{rel}(v' - \dot{y}) \cong \bar{u}v' - \bar{u}\dot{y} + u'v'$	
$\phi_{rel}^2 = 0$	$W_{rel} \cdot (\bar{u} + u' - \dot{x}) \cong \bar{u}^2 + 2\bar{u}u' - 2\bar{u}\dot{x}$	$\phi_{rel}^2 = 0$
	$W_{rel} \cdot (v' - \dot{y}) \cong (\bar{u}v' - \bar{u}\dot{y})$	

Abb. 6.5 Abweichungen als Folge diverser Vereinfachungen des quasi-stationären Windlastansatzes nach Gl. (6.18) bei Zugrundelegung der System- und Windparameter nach Abb. 6.4, Tab. 6.1, 6.2; hier: Gk IV

keiten \dot{x} und \dot{y} erfasst, sind insbesondere bei schwach gedämpften Systemen deutlich kleinere Systemantworten zu erwarten als bei deren Nichtbeachtung.

Werden die quadratischen Terme der relativen Windrichtungsschwankungen ($\phi_{rel}^2 = 0$) vernachlässigt, wird bei Zugrundelegung des hier beschriebenen Parameterfeldes die Varianz der longitudinalen Auslenkung gegenüber dem entsprechenden Wert der Referenzlösung um bis zu 6% unterschätzt. In lateraler Richtung ist der daraus resultierende Fehler vernachlässigbar klein.

Werden zusätzlich die nichtlinearen Terme der Schwankungsanteile der Geschwindigkeitskomponenten nicht berücksichtigt, nimmt die Unterschätzung der mittleren dynamischen Systemantwort weiter zu. Der Fehler bei der Angabe der Varianz summiert sich für den longitudinalen Antwortprozess auf fast 14%, für den Prozess in lateraler Richtung sogar bis auf 19%. Nach Abb. 6.5 ist dieser Anstieg insbesondere auf die Vernachlässigung der Terme u'^2 und $u'v'$ zurückzuführen.

Die zuvor beschriebenen Berechnungen gehen von einem quasi-stationären Admittanzmodell aus. Es wird vorausgesetzt, dass mit den angesetzten Kraftbeiwerten die aerodynamische Übertragung und damit die resultierende dynamische Windlast exakt beschrieben werden. Gera-

de die auf einem linearisierenden Modell basierende Angabe aerodynamischer Beiwerte ist jedoch oft mit großen Unsicherheiten verbunden. Diese Modellunschärfe wird nachfolgend auf der Grundlage experimenteller Untersuchungen aufgezeigt.

6.4.2 Vergleich gemessener und “quasi-statisch“ geschätzter Windkräfte

Für die am Mast Gartow simultan aufgezeichneten Messschriebe der ungestörten Anströmung sowie der resultierenden Windkräfte lassen sich die aerodynamischen Kraftbeiwerte $c_F(\bar{\varphi}, \varphi'(t))$ ausgehend von Gl. (6.2) bestimmen. Abb. 6.6a zeigt Ausschnitte der Beiwertezeitverläufe für ein Windereignis mit einer Hauptströmungsrichtung nahezu senkrecht auf eine der montierten Fassadenwände. Die statistischen Momente der Beiwerte liegen dabei in der Größenordnung vergleichbarer Literaturangaben, welche allerdings ausschließlich auf Windkanalversuchen basieren; vgl. Kap. 5.2.2.

In Abb. 6.6b sind die relativen Häufigkeiten der Beiwerte bezogen auf die Klassenbreiten dargestellt. Die Turbulenzkomponenten können zwar als GAUSS-verteilt vorausgesetzt werden, die Verteilungen der Beiwerte sind jedoch wegen der nichtlinearen aerodynamischen Übertragung schief. Sie stimmen zum Teil nur wenig mit jenen GAUSS-Verteilungen überein, denen die statistischen Parameter \bar{c}_F und s_{c_F} des gemessenen Beiwerteprozesses zugrunde liegen (GAUSS_{Messung}). Die theoretischen Verteilungen haben mehr Wahrscheinlichkeit in den Ausläufen und dafür weniger im zentralen Bereich konzentriert. Bei freier Wahl der statistischen Momente werden die Beiwerte-Verteilungen indes recht gut durch eine GAUSS-Kurve approximiert (GAUSS_{approx.}).

Abb. 6.6c zeigt normierte Autoleistungsspektren S_F / s_F^2 der Windkräfte D und L : Zum einen gemessene Kraftspektren, zum anderen die mit Gl. (6.12) unter Zugrundelegung der Turbulenzspektren S_u und S_v ermittelten Spektren. Der Verlauf der gemessenen sowie der geschätzten Widerstandsspektren ist nahezu deckungsgleich. Die im doppeltlogarithmischen Maßstab aufgetragenen Spektren folgen zunächst bis $f \lesssim 0,3$ Hz dem KOLMOGOROFFschen Trägheitsbereich der Turbulenz ($S_F \propto f^{-5/3}$), um im höherfrequenten Bereich mit $S_F \propto f^{-7/3}$ demgegenüber steiler abzufallen. Die physikalischen Erklärungen hierfür liefern die *rapid distortion theory* sowie der Flächeneffekt (Kap. 5.2.4). Zwar laufen im hochfrequenten Bereich die Leistungsspektren zu Windkräften auf Wandbereiche in abgelöster Strömung meist flacher aus als die luvseitigen Kraftspektren, die fluktuierenden leeseitigen Kräfte leisten aber in der Regel nur einen kleinen Beitrag zum Schwankungsanteil des Gesamtwiderstands; siehe Kap. 9.1. Obwohl Gl. (6.12) eine lineare, punktuelle Energieübertragung impliziert, fällt auch das auf der Grundlage der gemessenen Geschwindigkeitsspektren geschätzte Kraftspektrum für Frequenzen $\geq 0,5$ Hz steiler ab als der Trägheitsbereich der Turbulenz. Dieser Abfall ist auf die mechanische Trägheit der Windaufnehmer zurückzuführen (Kap. 3.2.2).

Für das Quertriebsspektrum S_L nach Abb. 6.6c ist vor allem das laterale Turbulenzspektrum S_v ursächlich. Da dieses im hochfrequenten Bereich weniger steil abfällt als das in diesem Fall für den Widerstand maßgebliche longitudinale Spektrum S_u , läuft das Spektrum des Quertriebs flacher aus als das des Widerstands. Das Quertriebsspektrum weist signifikante Wirbelablösungen um die zentrale Frequenz $f_S \cong 0,5$ Hz gemäß einer Strouhalzahl $St \cong 0,14$ auf. Bis auf den durch die Wirbelablösungen beeinflussten Frequenzbereich stimmt das normierte Quertriebsspektrum nach Gl. (6.12) in qualitativer Hinsicht gut mit dem gemessenen Spektrum überein.

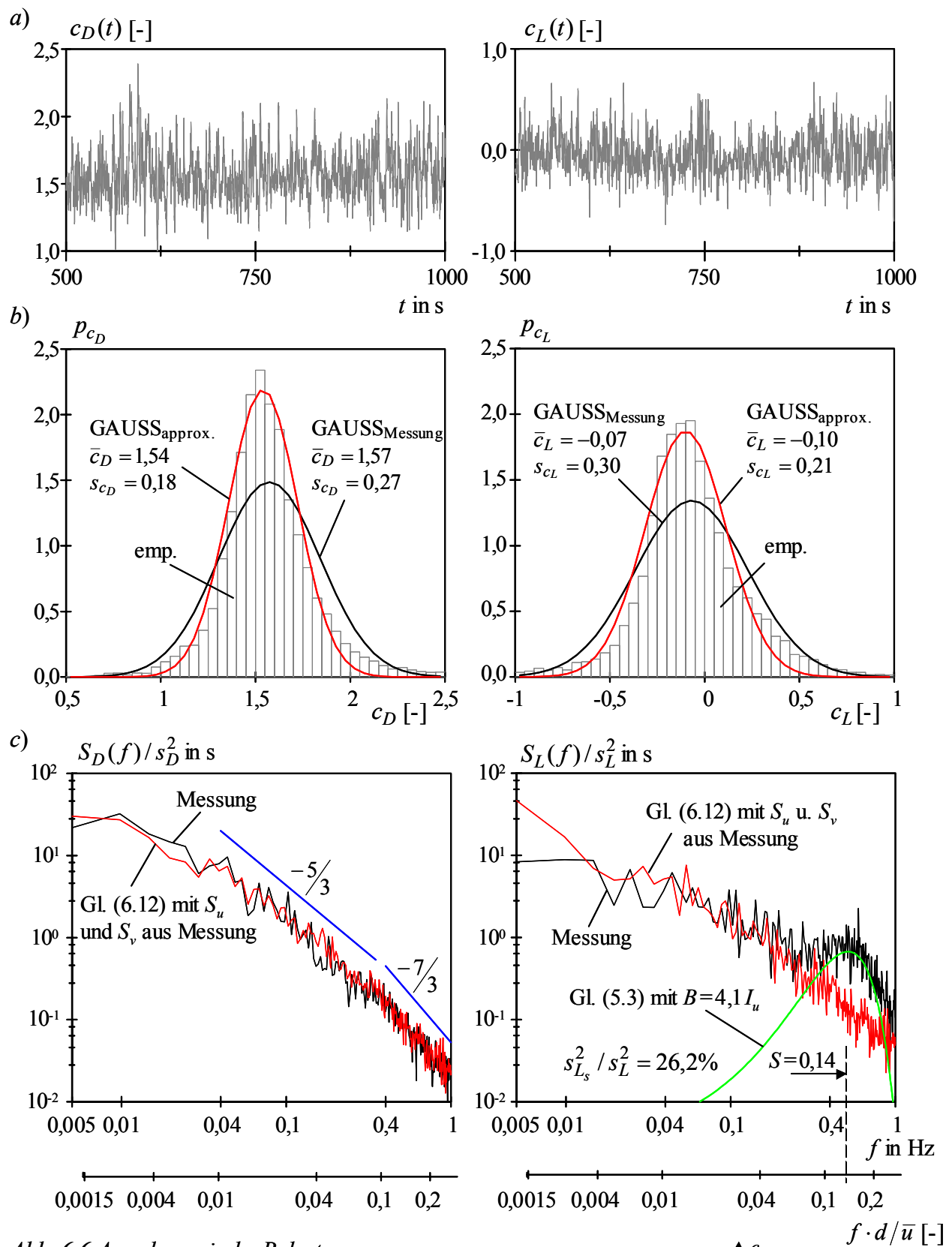


Abb. 6.6 Aerodynamische Belastung

a) Zeitverläufe c_F b) Verteilungsdichten p_{c_F} c) Leistungsspektren S_F / s_F^2

Zur Beschreibung des auf Wirbelerregungen zurückzuführenden Anteils der Quertriebskräfte werden der böen- sowie der körperinduzierte Quertrieb als unkorrelierte Prozesse aufgefasst. Das Leistungsspektrum infolge Wirbelerregung nach Gl. (5.3) sowie das basierend auf den gemessenen Turbulenzkomponenten geschätzte Quertriebsspektrum nach Gl. (6.12) werden additiv überlagert. Das gemessene Quertriebsspektrum wird im Bereich der Wirbelablösefrequenzen hinreichend beschrieben, wenn für die Varianz $s_{L_S}^2$ der fluktuierenden Quertriebskräfte infolge Wirbelerregung 26,2% der Varianz s_L^2 sämtlicher quer zur Grundströmung wirkender Kräfte angenommen wird. Als Zentrum des breitbandigen Wirbelablöseprozesses wurde $St = 0,14$ gewählt und für das Bandbreitenmaß $B = 4,1 \cdot I_u$ angenommen.

Anlage 6.3 zeigt für eine 45° -Anströmung des verkleideten Mastabschnitts die Ergebnisse entsprechend einer zur beschriebenen Vorgehensweise analogen Auswertung. Die gemessenen und geschätzten Widerstandsspektren stimmen dabei weniger gut überein als bei der frontalen Anströmung nach Abb. 6.6. Insbesondere im Frequenzbereich $f \cdot d / \bar{u} \gtrsim 0,05$ verläuft das gemessene Widerstandsspektrum deutlich steiler als das mit Gl. (6.12) geschätzte Spektrum. Mögliche Ursachen hierfür wurden bereits genannt. Mutmaßlich ist bei einer 45° -Anströmung lediglich bis zu einer bezogenen Frequenz $f \cdot d / \bar{u} \lesssim 0,05$ die Annahme einer punktuellen, linearen aerodynamischen Übertragung gerechtfertigt. Die zentrale Frequenz der Wirbelablösungen liegt für den "über Eck" angeströmten Querschnitt bei einer Strouhalzahl $St \cong 0,13$, das Bandbreitenmaß beträgt $B = 2,9 \cdot I_u$. Die Energie des Wirbelablöseprozesses bezogen auf die Energie des Gesamtprozesses der Quertriebskräfte ist dabei deutlich geringer als bei frontaler Anströmung, da sich bei einer 45° -Anströmung der Ort der Wirbelformationen stromab verlagert.

Entsprechend den beschriebenen Messungen umfasst der Wirbelablöseprozess ein wesentlich breiteres Frequenzband als es der von VICKERY & BASU [1983] für das Bandbreitenmaß B vorgeschlagene Wertebereich impliziert. Dieser Vorschlag basiert allerdings auf Untersuchungen an einem Kreiszylinder (Kap. 5.1.2). Die Gartow-Messungen zeigen, dass für den untersuchten Quadratquerschnitt der Ansatz eines Bandbreitenmaßes $B = 3 \dots 4 \cdot I_u$ eine gute Näherung darstellt.

Im Folgenden wird ausgehend von den Messergebnissen der Einfluss diverser Vereinfachungen des Windlastansatzes nach Gl. (6.2) auf die Angabe des Widerstands D und des Quertriebs L quantifiziert. Dazu werden analog zur Vorgehensweise in Kap. 6.4.1 für verschiedene Approximationen des vollständigen Ansatzes die ersten beiden statistischen Momente der Windkräfte ermittelt. Zur Beurteilung der Güte der Approximation werden diese mit den gemessenen Kräften entsprechend dem Referenzansatz verglichen. Es werden zum einen Ansätze betrachtet, denen die gemessenen zeitabhängigen Verläufe der Kraftbeiwerte $c_F(\bar{\varphi}, \varphi'(t))$ zugrunde liegen, zum anderen solche, bei denen von zeitinvarianten Kraftbeiwerten, also von einer quasi-stationären aerodynamischen Übertragung ausgegangen wird. Letztgenannte werden mittels der in Kap. 6.2 vorgestellten linearisierenden *Buffeting*-Beiwerte $\overline{\Delta c_F}$ und a_F beschrieben. Ferner werden die Auswirkungen infolge der Vernachlässigung diverser Geschwindigkeitsschwankungsterme auf die resultierenden Windkräfte untersucht. Die entsprechenden Ergebnisse für die frontale Anströmung nach Abb. 6.6 sind in Tab. 6.3 zusammengefasst, die für die Anströmung "über Eck" gemäß Anlage 6.3 sind in Anlage 6.2 gegeben.

Die Vernachlässigung der lateralen Turbulenzkomponente v' (d. h. $\varphi' = 0$) wirkt sich naturgemäß vor allem auf den Quertrieb L aus. Sowohl bei 2° - als auch bei 45° -Anströmung des ver-

Tab. 6.3 Auswirkungen diverser Vereinfachungen des Windlastansatzes nach Gl. (6.2) auf die ersten beiden Momente des Einwirkungsprozesses F gemäß Abb. 6.6

Vereinfachungen des Windlastansatzes		auf den Referenzansatz Gl. (6.2) bezogene Abweichungen in % der statistischen Momente $\bar{F}_{\bar{\varphi}}$ und s_F^2			
Kraftbeiwerte	Turbulenzkomponenten	$\frac{\bar{D}_{\bar{\varphi},i}}{\bar{D}_{\bar{\varphi},\text{Ref}}}$	$\frac{\bar{L}_{\bar{\varphi},i}}{\bar{L}_{\bar{\varphi},\text{Ref}}}$	$\frac{s_{D,i}^2}{s_{D,\text{Ref}}^2}$	$\frac{s_{L,i}^2}{s_{L,\text{Ref}}^2}$
$c_F(\bar{\varphi})$	$v' = 0$	101,2	89,4	130,2	6,7
$c_F(\bar{\varphi}, \varphi'(t))$	$W(\bar{u} + u') \cong \bar{u}^2 + 2\bar{u}u'$ $W v' \cong v'\bar{u}$	98,2	98,7	102,5	98,8
$c_F(\bar{\varphi})$	$W(\bar{u} + u') \cong \bar{u}^2 + 2\bar{u}u'$ $v' = 0$	99,4	87,8	130,2	6,7
$\bar{c}_F + a_F \varphi'(t)$	$W(\bar{u} + u')$ $W v'$	89,8	60,8	154,8	188,9
$\bar{c}_F + a_F \varphi'(t)$	$W(\bar{u} + u') \cong \bar{u}^2 + 2\bar{u}u'$ $v' = 0$	87,1	57,8	154,5	185,0

kleideten Mastbereichs beträgt die aus dieser Vereinfachung resultierende Varianz des Quertriebs weniger als 10% des Referenzwertes. Die gemessenen Mittelwerte des Quertriebs werden dabei in relativer Hinsicht zwar ebenfalls merklich unterschätzt, allerdings sind die absoluten Quertriebs-Mittelwerte recht klein.

Der Fehler infolge der Vereinfachungen $(\bar{u} + u')W \cong \bar{u}^2 + 2\bar{u}u'$ und $W v' \cong v'\bar{u}$ liegt bei Angabe sowohl der statischen als auch der mittleren dynamischen Windlasten bei unter 3%. Diese Abweichungen bewegen sich also in einer vernachlässigbar kleinen Größenordnung. Dieses ist auf die relativ geringen Turbulenzgrade von $I_u \cong I_v \cong 14\%$ zurückzuführen, welche den betrachteten Windsituationen zugrunde liegen. Für demgegenüber turbulenter Strömungen sind größere Fehler zu erwarten; vgl. Kap. 6.4.1.

Die Beschreibung der aerodynamischen Übertragung mittels linearisierender *Buffeting*-Beiwerte führt bei den hier betrachteten Anströmsituationen zu deutlichen Überschätzungen der Schwankungsanteile der Windkräfte. Dieses gilt insbesondere für eine frontale Anströmung des verkleideten Mastabschnitts. Hierfür sind die Varianzen der mittels *Buffeting*-Beiwerten geschätzten Windkräfte nahezu doppelt so groß wie die der gemessenen Fassadenkräfte. Diese Abweichungen sind hauptsächlich auf die fehlerbehaftete Annahme GAUSS-verteilter aerodynamischer Kraftbeiwerte zurückzuführen (siehe oben). Neben diversen anderen Effekten bedingt beispielsweise die Wirkung der Wirbelablösungen diese Modellunschärfe. Die wirbelerregten Quertriebskräfte werden durch das quasi-stationäre Turbulenzmodell nach Gl. (6.2) nämlich nicht erfasst. Tatsächlich körperinduzierte Windkräfte werden fälschlicherweise der Wirkung der turbulenten Anströmung zugewiesen. Bei einer Anströmung “über Eck“ approximiert die GAUSS-Verteilung mit den gemessenen statistischen Momenten die reale Verteilung der Kraftbeiwerte besser als bei frontaler Anströmung. Der Wirbelablöseprozess ist in diesem Fall weniger stark ausgeprägt, sodass unter anderem deswegen bei Ansatz der *Buffeting*-Beiwerte die Abweichungen der Windkräfte gegenüber dem Referenzansatz nicht allzu groß ausfallen.

6.4.3 Einfluss der lateralen Turbulenz auf die Lebensdauer eines Bauwerks

Abb. 6.7 zeigt Zeitverläufe der aus gemessenen Eckstieldehnungen des Gittermastes Gartow II bestimmten Mastschaftbiegemomente. M_{long} entspricht den longitudinalen Biegemomenten resultierend aus Einwirkungen in Hauptwindrichtung, M_{lat} sind die lateralen (Quer-)Momente. Dem betrachteten 30min-Starkwindereignis liegt eine bezogen auf den Mastquerschnitt nahezu symmetrische mittlere Anströmung zugrunde. Das bedeutet: Der aus longitudinaler Turbulenz resultierende Anteil der Quertriebskräfte ist klein. Der Mittelwert der longitudinalen Biegemomente M_{long} folgt aus der mittleren Windgeschwindigkeit, der von M_{lat} ist in etwa gleich Null. Nach Abb. 6.7 treten erhebliche dynamische Beanspruchungen infolge Erregungen quer zur Hauptwindrichtung auf. Die Schwankungsanteile der Quermomente M_{lat} sowie der Längsmomente M_{long} liegen in der gleichen Größenordnung.

Die lateralen Beanspruchungen können grundsätzlich mehrere Ursachen haben: Kopplungen zwischen Eigenformen benachbarter Eigenfrequenzen, Galloping-Erregung des Mastschaftes, chaotische Taumelbewegungen des Mastes etc. [PEIL 1996b]. Die longitudinale Turbulenzkomponente des Abb. 6.7 zugrunde liegenden Windereignisses trifft in etwa "über das Nackenseil" den Mastschaft. Die Kopplung in verschiedene Richtungen wirkender Eigenformen ist in diesem Fall nicht vordergründig. Eine Formanregung (Galloping) des Mastes Gartow konnte bisher nicht nachgewiesen werden (Kap. 5.1.3). Die beobachteten starken Querschwingungen sind in erster Linie auf die laterale Turbulenz zurückzuführen; vgl. Kap. 6.4.4.

Die Schwingungsreaktion eines Tragwerks infolge Böenwirkung wird entscheidend durch die Lage der Systemeigenfrequenzen zum Turbulenzspektrum bestimmt. Da die Eigenfrequenzen eines abgespannten Mastes unter anderem von der Windrichtung abhängen, wird dadurch auch das Verhältnis der Längs- und Quermomente beeinflusst. Bei einer mittleren Anströmung "über das Nackenseil" - wie in Abb. 6.7 - sind die Masteigenfrequenzen in Querrichtung recht niedrig, da die in Querrichtung stützenden Seile schlaff werden. Zudem weist das Leistungsspektrum der lateralen Turbulenz im Bereich der Grundeigenfrequenzen des Mastes Gartow

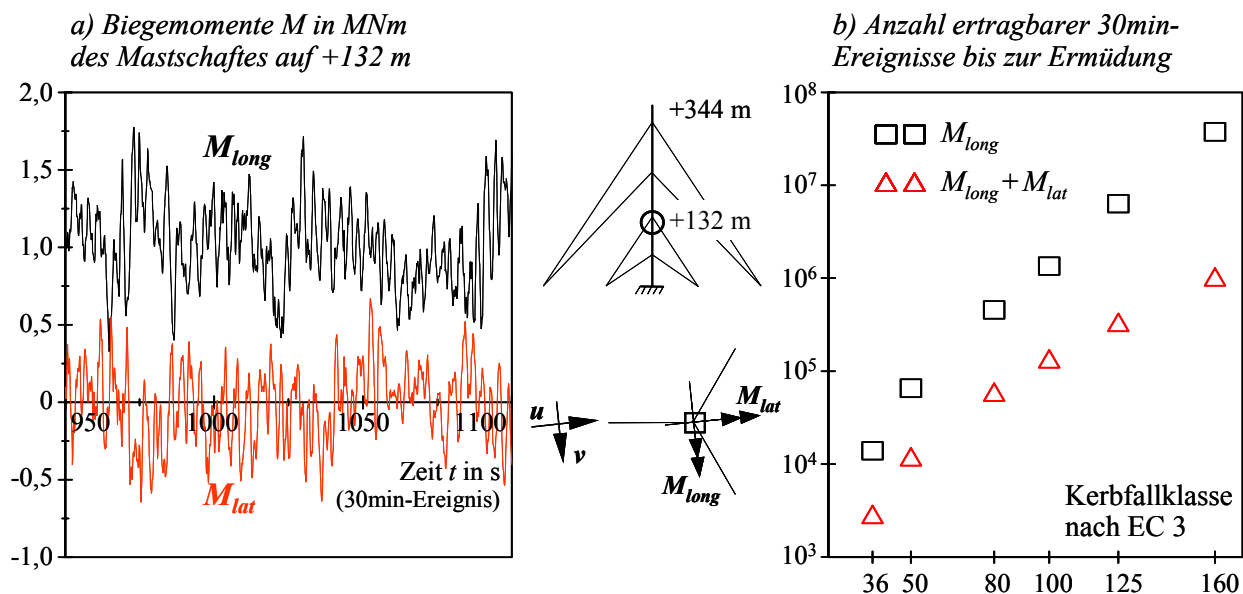


Abb. 6.7 Einfluss der lateralen Turbulenzkomponente auf die Lebensdauer eines Kerbdetails

($f_E \cong 0,18 \dots 0,22$ Hz) einen höheren Energieanteil auf als das der longitudinalen Komponente (Kap. 4.4.7). Entsprechend groß fallen die Beanspruchungen in lateraler Richtung aus.

Aus den Zeitverläufen der Biegemomente nach Abb. 6.7a werden die Normalspannungen der vier Eckstiele bestimmt. Es wird unterschieden zwischen Spannungen allein infolge longitudinaler Biegemomente sowie Spannungen aus der Summe der longitudinalen und lateralen Momente. Die einzelnen Beanspruchungszeitverläufe werden innerhalb vorgegebener Klassenbreiten mittels des *Rainflow*-Zählverfahrens klassiert [CLOR 1986]. Durch Sortieren der Klassen über der aufsummierten Anzahl der Beanspruchungsspiele erhält man das Beanspruchungskollektiv, das für den ausgewerteten Zeitraum von 30 min gilt. Mit Hilfe der Hypothese nach PALMGREN-MINER wird ausgehend von zu verschiedenen Kerbdetails gehörenden Ermüdungsfestigkeitskurven eine Beurteilung der Schadensakkumulation infolge dieses Beanspruchungskollektivs vorgenommen; vgl. Eurocode 3 [EC 3-1-1]. In Abb. 6.7b sind in Abhängigkeit von fiktiven Kerbdetails die Ergebnisse dieser Ermüdungsberechnungen für den "ungünstigsten" Eckstiel dargestellt. Demzufolge wird die bis zur Ermüdung der Konstruktion ertragbare Anzahl der 30min-Ereignisse (in Abhängigkeit vom Kerbdetail) um etwa den Faktor 10 unterschätzt, sofern im Zuge eines Ermüdungsnachweises die laterale Schwingungskomponente nicht berücksichtigt wird. Mit anderen Worten: Die Lebensdauer des Tragwerks wird erheblich überschätzt. Ergänzende Untersuchungen müssen zeigen, ob auch bei anderen Parametern (Tragwerk, Windereignis) der Einfluss der lateralen Turbulenz auf die Lebensdauer derart dramatisch ist.

6.4.4 Einfluss des quasi-stationären Windlastansatzes auf Bauwerksantworten

Die Frage, wie ein hohes, schlankes Bauwerk unter gleichzeitiger Einwirkung von longitudinaler und lateraler Windturbulenz dynamisch reagiert, wird meist auf der Grundlage stark vereinfachender Modelle beantwortet. Üblicherweise werden der longitudinale und der laterale Prozess getrennt behandelt, wobei die Varianzen der Einzelprozesse unter der Voraussetzung, dass diese miteinander unkorreliert sind, geometrisch addiert werden. Im Folgenden werden die gemessenen lateralen Systemantworten des Mastes Gartow mit den auf der Grundlage einer FE-Berechnung ermittelten Querschwingungen verglichen. Dabei wird von dem bereits in Kap. 6.4.3 beschriebenen Starkwindereignis ausgegangen, während dem trotz einer bezogen auf den Mastquerschnitt nahezu symmetrischen mittleren Anströmung Querschwingungen großer Varianz beobachtet wurden.

Basierend auf den in Höhen zwischen +30 m und +341 m auf 17 Ebenen simultan mit den Systemantworten gemessenen Windgeschwindigkeiten und -richtungen werden die auf den Gittermast wirkenden dynamischen Windkräfte bestimmt. Dazu wird auf die im Windkanal in turbulenzarmer Strömung gemessenen Verläufe der aerodynamischen Kraftbeiwerte für verschiedene Modellabschnitte des Gartow-Mastes zurückgegriffen (NÖLLE [1991], Abb. 5.6). Unter Berücksichtigung der gemessenen Turbulenzeigenschaften sowie der über die Masthöhe veränderlichen mittleren Anströmrichtung werden für die 17 Höhen die linearisierenden *Buffeting*-Beiwerte gemäß dem in Kap. 6.2 vorgestellten quasi-stationären Modell ermittelt. Für ausgesuchte Parameter des betrachteten Windereignisses ist in Anlage 6.4 beispielshalber für den Regelmastquerschnitt das zu Abb. 6.2 äquivalente Bild zur Beschreibung der Vorgehensweise gegeben, um diese Beiwerte zu erhalten. Zwischen den einzelnen Messpunkten werden die Wind-

lasten als vollständig korreliert miteinander angenommen. Die Seile werden allein mit der mittleren Windgeschwindigkeit beaufschlagt. Nach WANG [1994] führt diese Vereinfachung gegenüber der Berücksichtigung der auf die Seile wirkenden Böenlasten nur zu einem kleinen Fehler bei der Berechnung der dynamischen Mastantworten.

Die Modellierung von Seilen bzw. abgespannter Systeme ist unter anderem in LAZA [1985], TONIS [1989], PEIL [1996a] und HENG [1999] ausführlich mit vielen Sekundärhinweisen beschrieben, sodass an dieser Stelle darauf verzichtet wird, diese zu wiederholen. Die Systemparameter (Querschnittsflächen, Trägheitsmomente, Massenbelegung, Seilvorspannung etc.) wurden vorangegangenen Arbeiten entnommen [NÖLLE 1991, WANG 1994]. Bei den früheren Untersuchungen blieb allerdings - anders als hier - die Einwirkung infolge lateraler Turbulenz unberücksichtigt.

Das Gitterfachwerk des Mastschaftes wird im FE-Modell als Biegestab mit 32 schubweichen Balkenelementen abgebildet. Die Teilung des Mastschaftes folgte nach der über die Höhe abgestuften Mastschaftsteifigkeit sowie der Anordnung des Messequipments. Zur Berücksichtigung der exzentrischen Seilanschlüsse sind Hilfsstäbe vorgesehen. Die einzelnen Seile werden mit mehreren Fachwerkstäben modelliert. Für die unterschiedlich langen Seile wurde die jeweils hinreichende Anzahl von Fachwerkstäben in einer Studienarbeit ermittelt. Hinreichend meint hier, dass das diskretisierte Modell die interessierenden Phänomene richtig beschreiben muss. So sind höhere Eigenschwingungen sowie antimetrische Schwingformen der Seile durch das Modell zu erfassen. Höherwertige Seilelemente, die den Durchhang zwischen den Knotenpunkten berücksichtigen, liefern nach HENGST [1999] keinen Vorteil bei der Untersuchung böeninduzierter Schwingungen abgespannter Maste.

Um nichtlineare Effekte beschreiben zu können, wie z. B. die Nichtlinearität der Abspannseile sowie Effekte aus Theorie II. Ordnung des gedrückten Mastschaftes, erfolgte die FE-Berechnung mit dem Programmpaket ANSYS® im Zeitbereich. Das anfangs verwendete Modell

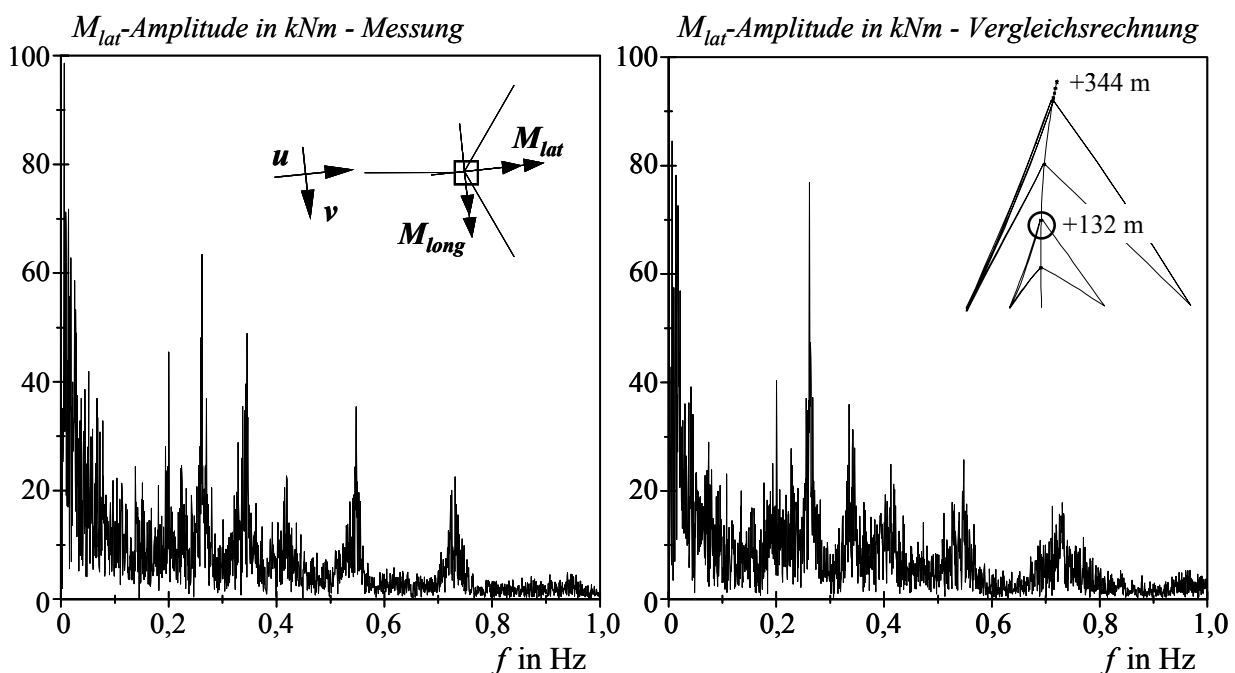


Abb. 6.8 Gemessene und berechnete Amplitudenspektren der lateralen Mastschaftbiegemomente M_{lat}

wurde durch Variation einiger Systemparameter modifiziert, um das aus den Messungen bekannte Mastverhalten möglichst exakt abzubilden. Neben der Beschreibung der fluktuierenden Windlasten ist vor allem die weitgehend richtige Berücksichtigung der dynamischen Systemparameter, ausdrücklich die Erfassung der Dämpfung, schwierig.

Abb. 6.8 zeigt zum einen das Amplitudenspektrum der aus den gemessenen Eckstieldehnungen am Abspannpunkt auf +132 m bestimmten lateralen Biegemomente M_{lat} des Mastschaftes, zum anderen das entsprechende Spektrum gemäß der FE-Berechnung. Die optische Übereinstimmung zwischen Messung und Berechnung ist hinsichtlich des außerordentlich komplexen Systems sehr gut. Das Verhältnis der gemessenen und der berechneten Varianzen der lateralen Biegemomente beträgt 88%. Der Vergleich für die hier nicht gezeigten longitudinalen Beanspruchungen fällt ähnlich gut aus.

Die gute Übereinstimmung zwischen gemessenen und berechneten Quermomenten ist ein Indiz für die Güte sowohl des mechanischen als auch des aerodynamischen Übertragungsmodells. Der zugrunde gelegte quasi-stationäre Admittanzansatz beschreibt die auf den Gittermast wirkenden dynamischen Windkräfte mutmaßlich hinreichend genau. Diesbezüglich ist anzuführen, dass während des untersuchten Starkwindereignisses in den großen Höhen Turbulenzintensitäten kleiner als 10% vorlagen. Für solche Turbulenzgrade beschreiben die Admittanzansätze den wirklichen Beiwerteprozess meist deutlich besser als für hochturbulente Strömungen (Kap. 6.2). Weiterhin lässt sich aus den Ergebnissen folgern, dass die großen Querschwingungen in erster Linie aus lateraler Turbulenz resultieren. Effekte wie Galloping und zyklisches Wirbelablösen werden im quasi-stationären Turbulenzmodell nicht berücksichtigt und in der Berechnung auch anderweitig nicht erfasst.

6.4.5 Beurteilung aerodynamischer Admittanzansätze

Bei der konventionellen Bemessung hoher, schlanker Bauwerke wird allein die longitudinale Turbulenzkomponente angesetzt. Die Nichtberücksichtigung der lateralen Turbulenz kann jedoch gemäß den beschriebenen Messergebnissen zu einer erheblichen Überschätzung der Lebensdauer schwingungsfähiger Bauwerke wie dem untersuchten Gittermast führen.

Entsprechend den Messungen während Starkwindereignissen bedingt die Missachtung von Geschwindigkeitsschwankungstermen höherer Ordnung als 2 bei Turbulenzgraden $I_u < 15\%$ nur einen vernachlässigbar kleinen Fehler ($< 3\%$) bei der Angabe fluktuierender Windlasten. Theoretische Untersuchungen zeigen jedoch, dass in hochturbulenter Strömung mit Turbulenzgraden um 25% die überwiegend auf diese Linearisierung des Turbulenzprozesses zurückzuführende Unterschätzung der mittleren dynamischen Systemantwort bis zu 20% betragen kann. Fehler in dieser Größenordnung beeinflussen die Bauwerksbemessung dramatisch. Gleichwohl ist AUSTRALIAN STANDARD [1989] das einzige Regelwerk, welches bei der Angabe von Bemessungswindlasten den Einfluss des quadratischen Terms des Schwankungsanteils der longitudinalen Geschwindigkeitskomponente berücksichtigt (beschrieben in [KIJ 1998]).

Der größte Fehler bei der Ermittlung dynamischer Windlasten auf der Grundlage quasi-stationärer Admittanzansätze folgt aus der stark fehleranfälligen Angabe der mit den Windrichtungsschwankungen einhergehenden Fluktuationen der aerodynamischen Beiwerte, deren stark richtungsabhängiger Verlauf sich kaum mittels linearer Methoden wirklichkeitsnah beschreiben

lässt. Der häufig angewandte Tangentialansatz gemäß einer Entwicklung des Beiwerteverlaufs in die einfachste Taylorreihe führt oft zu unrealistischen Ergebnissen. Mit der Einführung linearisierender *Buffeting*-Beiwerte nach NIEMANN *et al.* [1996] gelingt auf der Basis der quasi-stationären Grundidee eine demgegenüber verbesserte Beschreibung des Beiwerteprozesses. Auf der Grundlage dieses Modells wurden die auf einen Gittermast wirkenden longitudinalen und lateralen Windkräfte aus gemessenen Windschrieben bestimmt. Bei Ansatz der so ermittelten Windlasten stimmen die Ergebnisse einer FE-Berechnung gut mit den gemessenen Mastantworten überein.

Simultane Messungen der anströmenden Turbulenz und der resultierenden Windkräfte zeigen allerdings, dass der Ansatz von *Buffeting*-Beiwerten zu einer recht deutlichen Überschätzung des Schwankungsanteils der Windkräfte führen kann. Die dem Modell zugrunde liegende Annahme eines GAUSS-verteilter Prozess der Kraftbeiwerte ist nämlich nicht immer gerechtfertigt. Trotz normal-verteilter Turbulenzkomponenten entsprechen die Windkräfte oftmals nur in grober Näherung einer GAUSS-Verteilung. Ursachen dafür sind neben nichtlinearen Übertragungsmechanismen weitere als Systemstörungen aufzufassende Einwirkungen, welche das ausschließlich böeninduzierte Windwirkungen beschreibende quasi-stationäre Modell nach Gl. (6.6) nicht erfasst. Dieses sind z. B. körperinduzierte Kräfte, die den Einwirkungen infolge der turbulenten Anströmung überlagert sind.

Die Güte des quasi-stationären Modells lässt umso mehr nach, je größer die Ausmaße des betrachteten Bauwerksstreifens im Verhältnis zu den Integrallängenmaßen der Turbulenz sind. Bei großen Abmessungen nehmen wegen des Korrelationseffekts der Drücke die wirksamen Windkräfte ab. Dieser Flächeneffekt bedingt insbesondere im hochfrequenten Bereich eine Überschätzung der nach dem quasi-stationären Modell auf der Grundlage einer punktuellen, linearen Übertragung geschätzten Kraftschwankungen. Verstärkt wird dieser Effekt durch das gegenüber den Turbulenzspektren steilere Auslaufen der Druck- und Kraftspektren infolge der Deformation der Turbulenzstruktur in der Nähe des Körpers (Stichwort: *rapid distortion theory*).

Um die Frage beantworten zu können, welche gemessenen Windwirkungen tatsächlich auf eine Böeninduzierung zurückzuführen sind, werden im Folgenden die Korrelationen zwischen der anströmenden Turbulenz und den resultierenden Windwirkungen beschrieben. In Kap. 7 wird auf die mittels Systemidentifikation im Frequenzbereich bestimmten turbulenzkonditionierten Windkräfte eingegangen. Mit der Modellierung frequenzabhängiger aerodynamischer Übertragungsfunktionen können einige der beschriebenen Effekte erfasst werden.

6.5 KORRELATIONEN VON KOMPONENTEN DER AERODYNAMISCHEN ADMITTANZ

Abb. 6.9 zeigt für verschiedene Anströmsituationen die gemessenen Verläufe der normierten Kreuzkorrelationsfunktionen $\rho_{u_i F}$ zwischen den Turbulenzkomponenten $u_i = u, v$ und den auf die einzelnen Querschnittsseiten wirkenden Windkräften $F \equiv F_f$.¹ Die an den Auslegerenden gemessenen Windgeschwindigkeitsfluktuationen brauchen naturgemäß eine gewisse Zeit, um ihre kinetische Energie in Wanddrücke bzw. -kräfte umzusetzen. Daher zeigen die Kreuzkorrela-

¹ Positive und negative Korrelationen resultieren aus der Definition der Winddrücke und -kräfte: Druck (+), Sog (-).

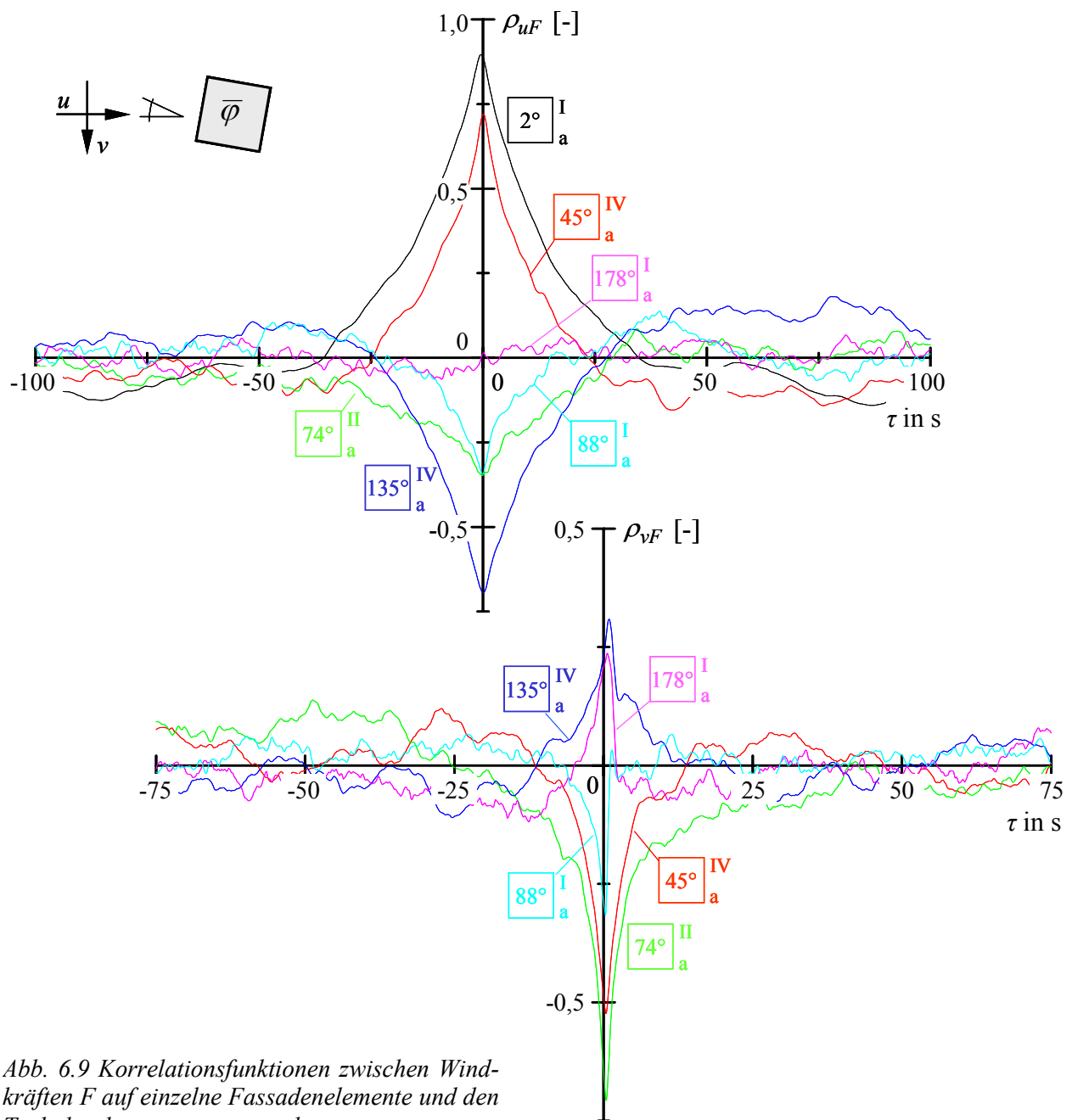


Abb. 6.9 Korrelationsfunktionen zwischen Windkräften F auf einzelne Fassadenelemente und den Turbulenzkomponenten u und v

tionsfunktionen eine Zeitverschiebung τ_{\max} bis die Maxima (Peaks) der Funktionen erreicht sind. $\rho_{u_i F}(\tau_{\max})$ nennt man *Peakkorrelation*.

Die Verläufe der Kreuzkorrelationen sind in etwa symmetrisch bezogen auf τ_{\max} . Mit wachsendem Winkel zwischen der Grundströmungsrichtung und dem betrachteten Fassadenelement ist eine nahezu stetige Reduktion des Betrags der Peakkorrelation zwischen der longitudinalen Komponente u und der fluktuierenden Kraft F zu konstatieren; die Funktionsverläufe klingen dabei zunehmend schneller ab. Je mehr also die Anströmrichtung von der Staupunktstromlinie abweicht, desto geringer wird der Einfluss des niederfrequenten Anteils der longitudinalen Geschwindigkeitskomponente auf die Fassadenkräfte. Dieser Effekt lässt sich auch anhand der in Kap. 7.2 dargestellten Kohärenzfunktionen aufzeigen.

Die auf eine Fassadenwand im Leebereich (178° zur Grundströmung) wirkenden Windkräfte sind quasi unkorreliert mit der longitudinalen Anströmgeschwindigkeit u . Dagegen sind diese Wandkräfte mit der lateralen Turbulenzkomponente v zumindest schwach korreliert. Grundsätzlich fallen bei Zugrundelegung derselben Wandkräfte F die ρ_{vF} -Funktionsverläufe schneller ab als die ρ_{uF} -Verläufe. Die Umsetzung der lateralen Turbulenzkomponente in Windkräfte wird im Vergleich zur Umsetzung der longitudinalen Komponente stärker durch den hochfrequenten Bereich bestimmt, was unter anderem auf das Verhältnis der Turbulenzspektren S_{uu} / S_{vv} ($f \gtrsim 0,1 \text{ Hz}$) $< 1,0$ zurückzuführen ist; vgl. Abb. 4.13.

Die zu Abb. 6.9 äquivalenten Kreuzkorrelationsfunktionen $\rho_{u_i p}$ zwischen der anströmenden Turbulenz und den gemessenen Winddrücken p sind in Anlage 6.5 dargestellt. Bis auf eine Ausnahme sind die dargestellten Funktionsverläufe $\rho_{u_i p}$ affin mit den vergleichbaren Verläufen $\rho_{u_i F}$. Während die longitudinale Turbulenz u mit den integralen Windkräften F der leeseitigen 178° -Wand nahezu unkorreliert ist (siehe oben), weist sie eine verhältnismäßig große Wechselbeziehung mit den fluktuierenden Drücken p im Zentrum der Fassade auf.

Lässt sich die turbulente Anströmung durch *frozen turbulence* charakterisieren, bleiben in ungestörter Strömung die Peakkorrelationen $\rho_{u_i F}(\tau_{\max})$ zwischen den Turbulenzkomponenten und den Windkräften unabhängig von der Stromaufposition. Innerhalb der Verdrängungszone nimmt allerdings mit zunehmender Annäherung an den Körper die kinetische Energie der großen (niederfrequenten) Böenballen stark ab; vgl. Erläuterungen zur *rapid distortion theory* in Kap. 5.2.4. Damit geht eine abnehmende Korrelation zwischen den Komponenten der aerodynamischen Übertragung einher, wobei die Korrelation vornehmlich von Böenballen mit kleinen Ausmaßen getragen wird.

Ausgehend von Windkanalversuchen an einem quaderförmigen Körper in turbulenter Strömung ($xL_x / d \cong 1,34$) beschreiben KAWAI *et al.* [1979] den Ort des absoluten Maximums der Korrelation $\max(\rho_{u_i p}(\tau_{\max}))$ zwischen der anströmenden Turbulenz und den daraus resultierenden Winddrücken. Dieser äußere Rand der Verdrängungszone liege in der Höhe des betrachteten Druckpunkts in einem Abstand von $x_{\max} / d \cong 1,2$ vom Körper und entspreche quasi dem Zentrum der für die Windwirkungen auf den Körper maßgeblichen Böe. Die Position der am Mast Gartow in einem Abstand von $x / d = 1,5$ installierten Windsensoren ist demnach dem Ort der maximalen Korrelation $\max(\rho_{u_i p}(\tau_{\max}))$ sehr nahe. Mit den dort gemessenen Turbulenzen lassen sich die Übertragungsfunktionen zwischen der turbulenten Anströmung und den fluktuierenden Windwirkungen identifizieren.

Die Peakkorrelation $\rho_{u_i F}(\tau_{\max})$ beschreibt für einen bestimmten Zeitpunkt das über alle Frequenzen gemittelte Kreuzspektrum zwischen den Komponenten der aerodynamischen Übertragung.¹ Damit ist eine Beurteilung der Güte des quasi-stationären Admittanzmodells möglich, welches für sämtliche Bereiche der Körperoberfläche von einem proportionalen und damit frequenzunabhängigen Zusammenhang zwischen der turbulenten Anströmung und den resultierenden Winddrücken ausgeht. Hierzu sind in Abb. 6.10a-c die aus den zuvor beschriebenen Verläufen der Kreuzkorrelationen abgelesenen Maxima über dem mittleren Anströmwinkel $\bar{\varphi}$ des betrachteten Fassadenelements aufgetragen. Wegen der statistischen Unabhängigkeit der Turbu-

¹ Die normierte Peakkreuzkorrelation $\rho_{u_i F}(\tau_{\max})$ wird im Folgenden ohne die ergänzende Beschreibung τ_{\max} als Kreuzkorrelationskoeffizient $\rho_{u_i F}$ bezeichnet.

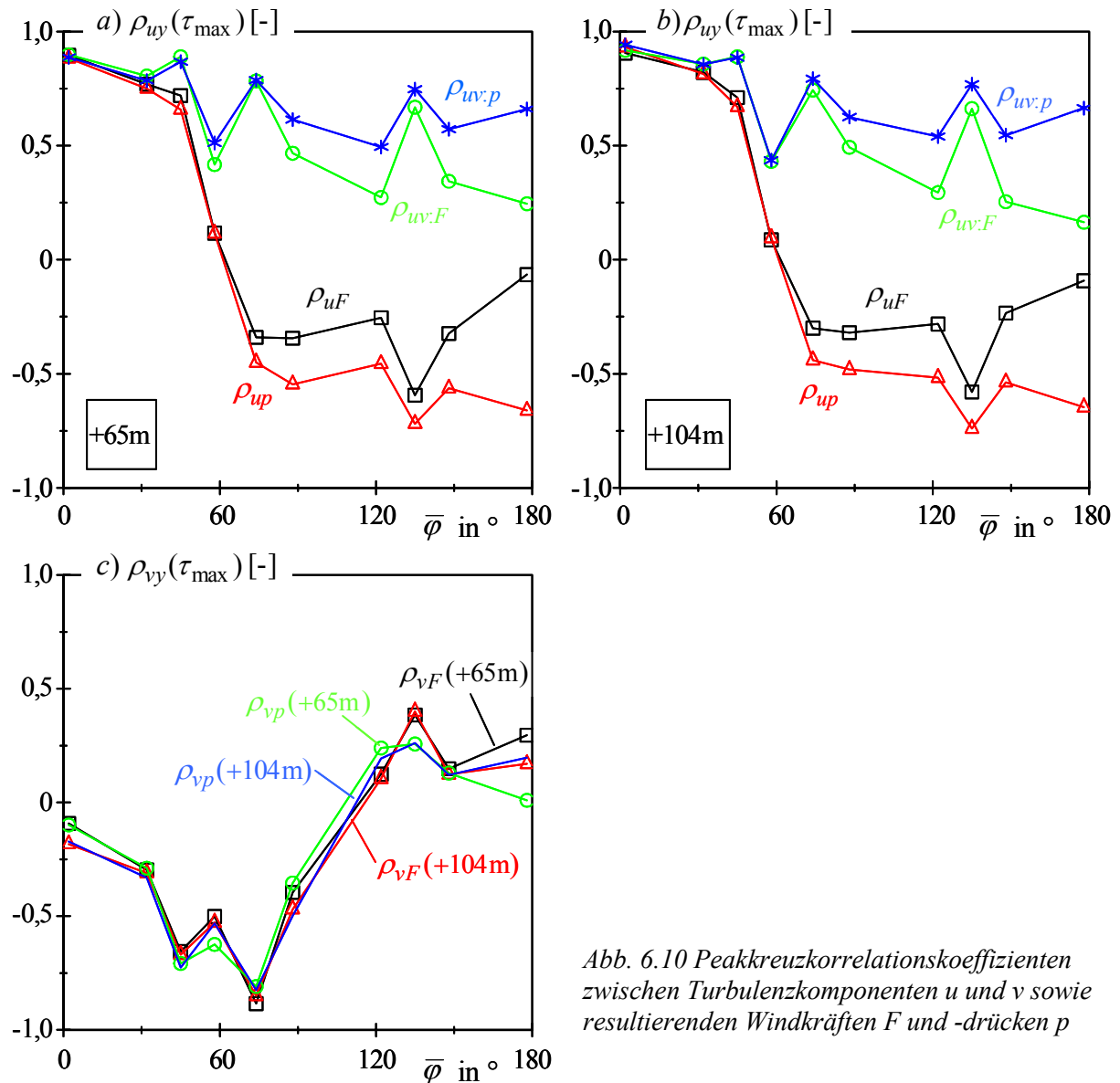


Abb. 6.10 Peakkreuzkorrelationskoeffizienten zwischen Turbulenzkomponenten u und v sowie resultierenden Windkräften F und -drücken p

lenzkomponenten kann für den zugehörigen multiplen Kreuzkorrelationskoeffizienten $\rho_{F:u,v}^2 = \rho_{uF}^2 + \rho_{vF}^2$ geschrieben werden.

Die Drücke p im Zentrum der Messfassaden sind ebenso wie die Fassadenkräfte F für Anströmwinkel $\bar{\varphi} \leq 70^\circ$ positiv mit der longitudinalen Turbulenzkomponente u korreliert; für Winkel $\bar{\varphi} \geq 70^\circ$ sind die Korrelationskoeffizienten negativ (Abb. 6.10a, b). Ein solcher Vorzeichenwechsel tritt bei Zugrundelegung der lateralen Komponente v bei $\bar{\varphi} \cong 100^\circ$ auf. Die Verläufe der Peakkorrelationen zu den auf die Fassadenflächen wirkenden Windkräften (ρ_{uF}) entsprechen qualitativ denen zu den diskreten Drücken (ρ_{up}). In Bereichen abgelöster Strömung ist allerdings für die longitudinale Turbulenzkomponente u eine stärkere Korrelation mit den Drücken p (ρ_{up}) als mit den resultierenden Fassadenkräften F (ρ_{uF}) festzustellen. Die Verläufe der auf die laterale Turbulenz bezogenen Korrelationskoeffizienten ρ_{vp} und ρ_{vF} sind dagegen in etwa deckungsgleich (Abb. 6.10c). Die Unterschiede zwischen den vergleichbaren Verläufen der Korrelationskoeffizienten für die simultanen Messungen auf +65 m und +104 m sind nicht signifikant: Zum einen ist die Änderung der Windrichtung bzw. des Anströmwinkels auf die verkleideten Mastabschnitte als Folge der Wirkung der Coriolis-Kraft über eine Höhe von ca.

40 m ohne großen Einfluss, zum anderen sind die Turbulenzeigenschaften in beiden Höhen nur wenig verschieden; vgl. Tab. 3.1.

Die Korrelationen der lateralen Turbulenzkomponente v mit den Drücken p und Kräften F eines frontal angeströmten Fassadenelements sind theoretisch gleich Null. Die bei frontaler Anströmung dennoch identifizierten Korrelationen nach Abb. 6.10c sind auf die unsymmetrischen Anström- und Messbedingungen zurückzuführen: Die mittlere Windrichtung steht nicht exakt senkrecht auf der Fassadenwand; die Windsensoren liegen nicht exakt auf der Staupunktstromlinie. Zudem ist die Schätzung von Korrelationsfunktionen - wie die sämtlicher Zufallsgrößen - mit statischen Unsicherheiten verbunden.

Die multiplen Kreuzkorrelationskoeffizienten zu den Drücken p liegen fast durchgehend höher als die entsprechenden Koeffizienten zu den Fassadenkräften F . Dieses steht im Widerspruch zu den Untersuchungen von LETCHFORD *et al.* [1993], die eine stärkere Korrelation der Anströmung mit den Flächen-gemittelten (engl.: *area-averaged*) Drücken als mit den diskreten Drücken beschreiben. Dieses sei auf den Ausgleich der hochfrequenten Druckfluktuationen als Folge einer räumlichen Filterung zurückzuführen. Demnach würde der Flächen-gemittelte Druck vor allem durch große Wellenlängen bestimmt, was eine gegenüber den diskreten Drücken höhere Korrelation mit der turbulenten Anströmung bewirke. Indessen zeigt Abb. 6.10, dass insbesondere für Anströmwinkel $\bar{\varphi} \gtrsim 70^\circ$ die auf die Fassadenflächen wirkenden Kräfte deutlich weniger stark mit der Anströmung korreliert sind als die Drücke im Zentrum dieser Fassaden.

Bei annähernd frontaler Anströmung erreichen die multiplen Korrelationskoeffizienten $\rho_{p:u,v}$ und $\rho_{F:u,v}$ in etwa den optimalen Wert Eins. Für Anströmwinkel $\bar{\varphi} \lesssim 30^\circ$ sind die entsprechenden Koeffizienten größer als 0,8. Der Ansatz des quasi-stationären Modells scheint in anliegender Strömung gerechtfertigt zu sein. In den Bereichen abgelöster Strömung liegen die Koeffizienten demgegenüber auf einem z. T. deutlich niedrigeren Niveau: Für die Korrelationskoeffizienten zwischen der Anströmung und den Windkräften ist $\rho_{F:u,v} (\bar{\varphi} \gtrsim 70^\circ) < 0,45$. Die dynamischen Windwirkungen werden in den strömungsparallelen und leeseitigen Fassadenbereichen entscheidend durch den Körper beeinflusst.

Kapitel 7

Frequenzabhängiges Modell der aerodynamischen Admittanz

7.1 EINFÜHRUNG

Entgegen der Annahme der quasi-stationären Theorie ist die Umsetzung der kinetischen Turbulenzenergie in Druckschwankungen auf der Oberfläche eines Körpers tatsächlich von der Frequenz abhängig. Die Turbulenzanteile verschiedener Frequenzbänder werden anscheinend unterschiedlich effektiv übertragen; vgl. Abb. 5.8. Die Identifizierung der frequenzabhängigen Kohärenzen und Admittanzen zwischen der Turbulenz und den Windwirkungen für verschiedene Anströmsituationen ist Gegenstand dieses Kapitels. Ausgehend von einer multivariaten Übertragung des stochastischen Windprozesses durch ein zeitinvariantes System werden turbulenzkonditionierte Druck- und Kraftspektren beschrieben.

Die spektralen Eigenschaften der Windturbulenz-Windkraft-Übertragung werden über dem Frequenzparameter $\eta = f \cdot d / \bar{u}$ aufgetragen; vgl. Kap. 5.2.4 zur *rapid distortion theory* sowie VICK [1972b] und KAWAI [1983]. Bezüglich der Beurteilung der spektralen Funktionen sei angemerkt, dass deren Schätzung z. T. mit erheblichen statistischen Unsicherheiten einhergeht (Kap. 2.4.2). Darüber hinaus ist bei der Interpretation der Messergebnisse zu beachten, dass die eingesetzten Windsensoren im hochfrequenten Bereich ($f \gtrsim 0,5$ Hz) kein ideales dynamisches Übertragungsverhalten aufweisen (Kap. 3.4.2).

7.2 KOHÄRENZEN DER AERODYNAMISCHEN ÜBERTRAGUNG

7.2.1 Gewöhnliche Kohärenz

Abb. 7.1 zeigt für ein nahezu frontal angeströmtes Fassadenelement die geschätzten Kohärenzfunktionen zwischen der longitudinalen Turbulenzkomponente u und den simultan gemessenen Windkräften F und -drücken p (Kohärenzen γ_{uF}^2 und γ_{up}^2). Die größten Amplituden liegen im niederfrequenten Bereich. Die Kohärenz γ_{up}^2 ist bis zur bezogenen Frequenz $\eta \lesssim 0,08$ näherungsweise konstant; im hochfrequenten Bereich fällt sie verhältnismäßig schnell ab. Für Frequenzen $\eta \gtrsim 0,40$ sind die longitudinale Turbulenz u und der Druck p quasi inkohärent. Das Auslaufen im hochfrequenten Bereich ist auf die Veränderung der Turbulenzstruktur bei Annäherung an den Körper zurückzuführen (Kap. 5.2.4).

Der Kohärenzfunktion γ_{uF}^2 verläuft qualitativ ähnlich wie die Funktion γ_{up}^2 . Für Frequenzen $\eta \lesssim 0,01$ ist $\gamma_{uF}^2 \cong \gamma_{up}^2$, wobei γ_{uF}^2 nicht ganz das Niveau von γ_{up}^2 erreicht: $\gamma_{up}^2(f \rightarrow 0) \cong 0,92$

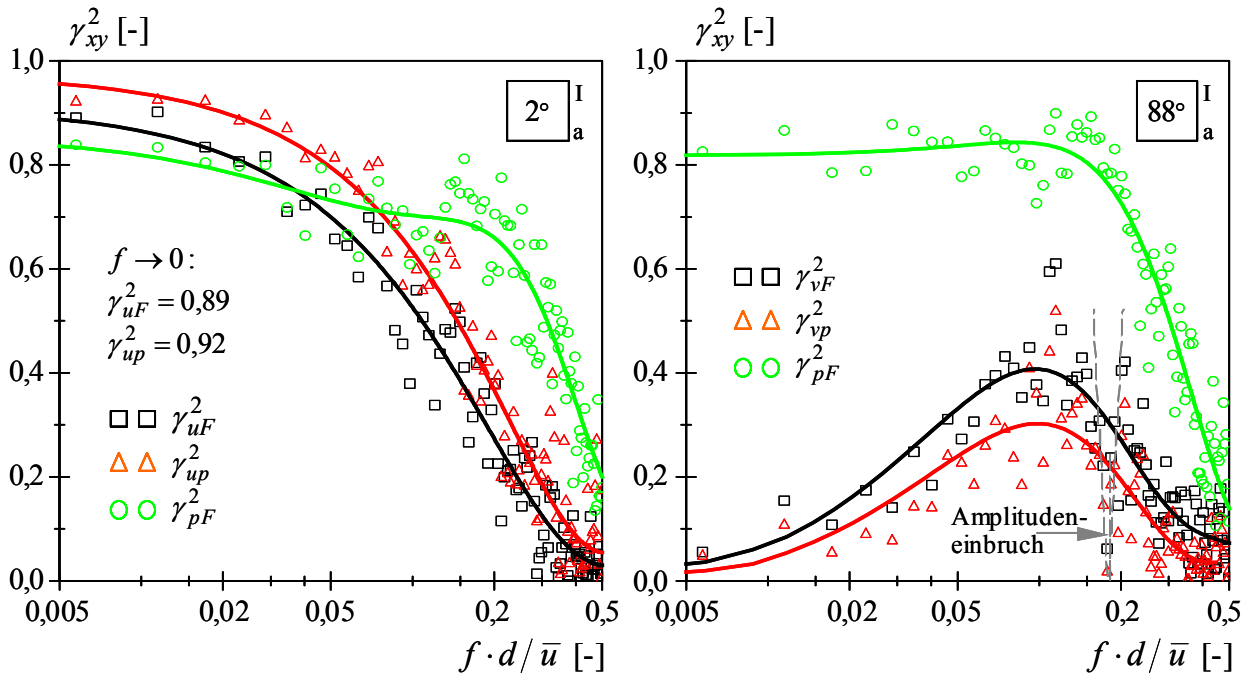


Abb. 7.1 Kohärenzen zwischen Komponenten der aerodynamischen Übertragung

gegenüber $\gamma_{uF}^2(f \rightarrow 0) \cong 0,89$. Neben den Kohärenzen zwischen der Turbulenz und den resultierenden Windkräften/-drücken ist in Abb. 7.1 die Kohärenz γ_{Fp}^2 zwischen den auf die gesamte Fassadenfläche wirkenden Windkräften F und den Drücken p im Fassadenzentrum dargestellt. Im niederfrequenten Bereich gilt $\gamma_{Fp}^2(\eta \lesssim 0,25) \cong \text{konst.}$; bei größeren Frequenzen fällt die Kohärenz rapide ab. Hier schlägt der Flächeneffekt durch. Insbesondere Böenballen kleiner Wellenlängen entsprechend großer Frequenzen sind nicht über die gesamte Fassadenfläche vollständig korreliert; vgl. Abs. 7.3, Abb. 7.5. Die Windkraft-Winddruck-Kohärenz γ_{Fp}^2 für die zur Grundströmungsrichtung nahezu parallele Fassadenwand (88° -Anströmung) verläuft ähnlich der vergleichbaren Kohärenz für die frontal angeströmte Fassade.

Ausgehend von Windkanalversuchen in gleichförmiger turbulenter Strömung geben VICKERY & KAO [1972] für Orte auf der Stirnfläche eines zweidimensional umströmten Rechteckquerschnitts die Kohärenz γ_{up}^2 ($\eta \lesssim 0,10$) $\cong 1,0$ an. Dieses impliziert eine perfekte lineare Energieübertragung von der turbulenten Anströmung auf die Druckschwankungen am Körper. Selbst für sehr niedrige Frequenzen kann eine solche ideale Übertragung durch die Gartow-Messungen nicht bestätigt werden. Ein ideales Modell gemäß $\gamma_{up}^2 = 1,0$ ist speziell bei Naturmessungen allein wegen der unvermeidlichen Systemstörungen nicht zu erwarten. Zudem ist auch im niederfrequenten Bereich die Windgeschwindigkeit-Winddruck-Beziehung durch gewisse Nichtlinearitäten gekennzeichnet. Die von VICKERY beschriebene optimale Energieübertragung führt HÖLSCHER [1993] “in erster Line auf die vereinfachten Versuchsbedingungen“ zurück. Zudem lasse die Angabe von Kohärenzamplituden größer als Eins auf Fehler bei der statistischen Versuchsauswertung schließen.

Die Kohärenzen zwischen den Komponenten der aerodynamischen Übertragung werden neben der Frequenz entscheidend durch das Längenverhältnis ${}^xL_u/d$ sowie den Abstand x zwischen der Geschwindigkeitsmessstelle und dem Ort der Druckmessung bestimmt. In großskaliger Turbulenz werden die Böenballen bereits in einer Entfernung $\cong {}^xL_u$ stromauf des Störkörpers

quasi abgeblockt. Sie leisten keinen Beitrag zu den Amplituden der niederfrequenten Kohärenz zwischen einer weiter stromabwärts gemessenen Turbulenz und dem Oberflächendruck. Je näher der Ort der Geschwindigkeitsmessung am Körper liegt, desto kleiner wird $\gamma_{u_i p}^2 (f \rightarrow 0)$. Erst bei Stromaufentfernungen $\gtrsim x L_u$ ist die Kohärenz $\gamma_{u_i p}^2$ nicht mehr signifikant von der Position abhängig; vgl. HÖLS [1993]. Den in dieser Arbeit beschriebenen Messungen liegen Turbulenzstrukturen mit Integrallängenmaßen $x L_u > 20 \cdot d$ zugrunde (Tab. 3.1). Die Windsensoren sind in einem Abstand $x = 1,5 \cdot d$ von den Messfassaden angeordnet. Sie liegen also innerhalb des Einflussbereichs des Körpers, sodass Kohärenzen kleiner dem Optimum von Eins zu erwarten sind. In kleinskaliger Turbulenz vollzieht sich die aerodynamische Übertragung innerhalb der Verdrängungszone entsprechend einem Abstand $\lesssim 1,5 \cdot d$ vom Störkörper. Dabei werden große Turbulenzelemente am Rand der Verdrängungszone geblockt, kleine Wirbel treffen stark deformiert auf den Körper. Nur wenn die Windsensoren außerhalb der Verdrängungszone liegen, gibt die Kohärenz zwischen der turbulenten Anströmung und den Druckschwankungen deren lineare Wechselbeziehung im hochfrequenten Bereich exakt wieder.¹

Den in Abb. 7.1 dargestellten aerodynamischen Kohärenzen liegen die an einem Ort nahe der Staupunktstromlinie gemessenen Turbulenzeigenschaften zugrunde. Wegen der räumlichen Wirkung der anströmenden Turbulenz können bei einer Reduktion der Windstruktur auf die an einem einzigen Ort gemessenen Turbulenzen die auf einen Körper wirkenden Windkräfte jedoch nicht vollständig beschrieben werden. Auch seitlich oder in der Höhe zur Staupunktstromlinie versetzte Stromlinien tragen zur Windwirkung bei; vgl. Kap. 7.2.2. Kohärenzen $\gamma_{u_i p}^2 = 1,0$ sind daher unrealistisch.

Für eine annähernd strömungsparallele Fassade (88° -Anströmung) zeigen die Kohärenzen zwischen der lateraler Turbulenz v sowie den Windkräften F und Drücken p im Bereich der Wirbelablösefrequenzen einen schmalbandigen Abfall der Amplituden; siehe γ_{vF}^2 bzw. γ_{vp}^2 in Abb. 7.1 und vgl. zugehörige Admittanzfunktionen $|\chi_{vF}|^2$ und $|\chi_{vp}|^2$ in Abb. 7.6. Analog den Überlegungen von HÖLSCHER [1993] zur Umströmung eines Kreiszyinders wird offensichtlich auch bei einem Körper mit quadratischem Querschnitt der Prozess der Wirbelablösungen weniger durch die turbulente Anströmung initiiert, als vielmehr durch die Grundströmung. In der unmittelbaren Umgebung der zentralen Strouhalfrequenz f_S wird dagegen der Ablöseprozess von der Turbulenz geleitet. Da der Zusammenhang zwischen der Turbulenz und den körperinduzierten Kräften mutmaßlich nichtlinear ist, bleiben die Amplituden der Kohärenz γ_{vF}^2 auf ein mittleres Niveau beschränkt.

Für diverse mittlere Anströmrichtungen $\bar{\varphi}$ zeigt Abb. 7.2 geschätzte Kohärenzfunktionen $\gamma_{u_i F}^2$ zwischen den Geschwindigkeiten $u_i = u, v$ und den Fassadenkräften F . Im niedrigen und mittleren Frequenzbereich geht ein Abfallen der Kohärenz zwischen der Windkraft und einer der beiden Turbulenzkomponenten oftmals mit einem Ansteigen der statistischen Abhängigkeit zwischen der Kraft und der jeweils anderen Komponente einher. Ausgehend von $\bar{\varphi} = 0^\circ$ nimmt beispielsweise der Einfluss der longitudinalen Turbulenz auf die fluktuierenden Windkräfte eines Fassadenelements mit wachsendem Anströmwinkel zunächst ab, das Gewicht der lateralen Komponente steigt dagegen zumindest im niedrigen Frequenzbereich an.

¹ Vgl. Ausführungen zur *rapid distortion theory* in Kap. 5.2.4 sowie zu den Korrelationen zwischen den Komponenten der aerodynamischen Übertragung in Kap. 6.5.

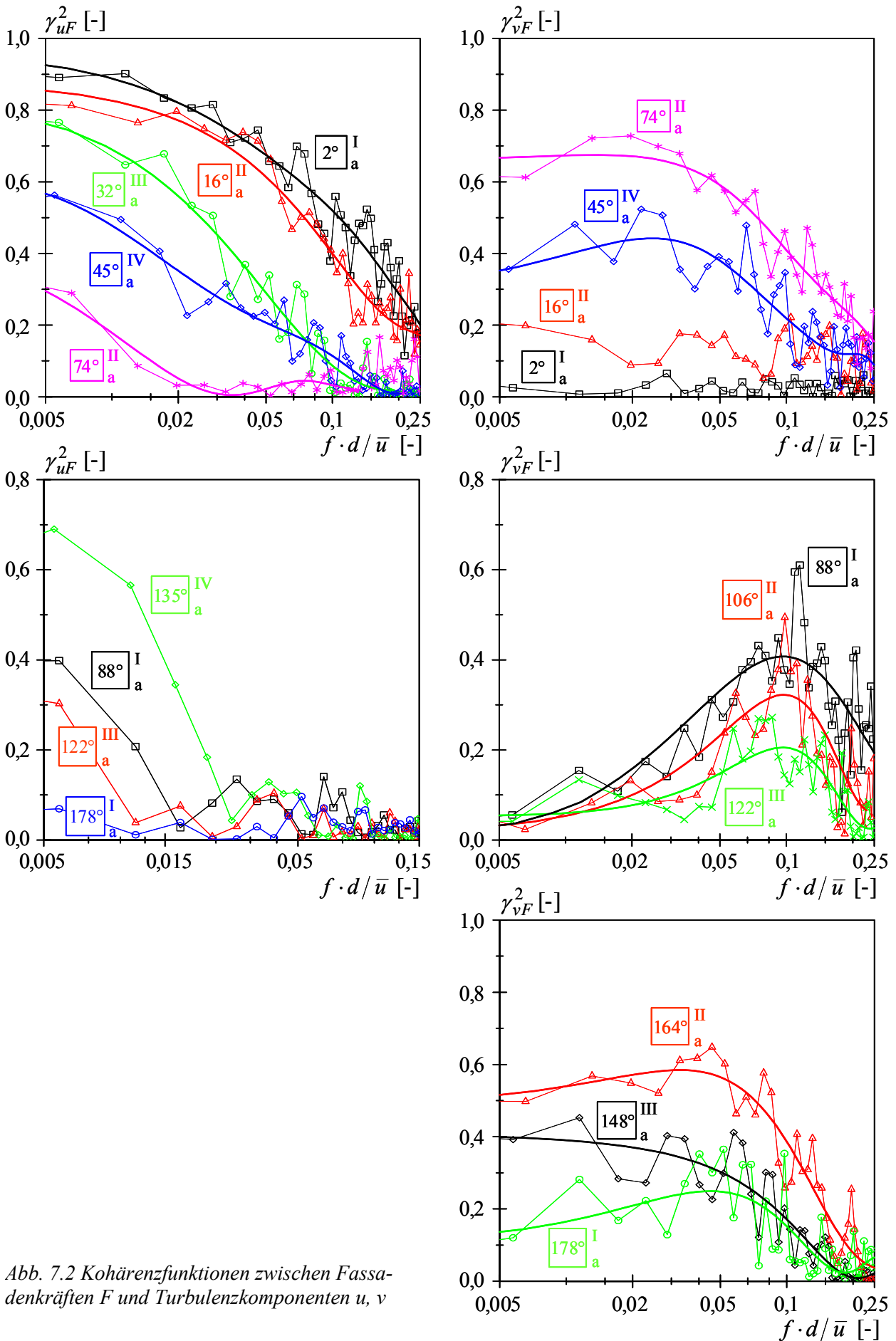


Abb. 7.2 Kohärenzfunktionen zwischen Fassadenkräften F und Turbulenzkomponenten u , v

Bei einer Anströmung des Quadratquerschnitts über Eck ($\bar{\varphi} = 45^\circ$) sind für die luvseitigen Fassadenwände die Kohärenzamplituden γ_{uF}^2 im niederfrequenten Bereich größer als die von γ_{vF}^2 , vice versa im hochfrequenten Bereich. Dieses ist nicht auf eine unterschiedlich effektive Übertragung der longitudinalen und lateralen Turbulenz zurückzuführen, sondern auf deren über das Frequenzband ungleich verteilte Prozessenergie; vgl. Abb. 4.13.

Bezüglich der Windkräfte auf Fassadenelemente, die in einem Winkel $\bar{\varphi} \geq 60^\circ$ zur Hauptwindrichtung liegen, bleibt der ohnehin nur kleine Einfluss der longitudinalen Turbulenzkomponente meistens auf niedrige Frequenzen beschränkt. Bei frontaler Anströmung einer Querschnittsseite sind kaum kohärente Anteile zwischen der longitudinalen Turbulenz und den leeseitigen Windkräften ($\cong 160 \dots 180^\circ$ -Anströmung) festzustellen; siehe auch Kap. 9 zur Luv-Lee-Korrelation der Fassadenkräfte.

Die Kohärenzen zwischen den auf strömungsparallele und leeseitige Fassadenelemente wirkenden Windkräften und der lateralen Turbulenz weisen teilweise erhebliche Abhängigkeiten sowohl im niedrigen als auch im mittleren Frequenzbereich auf. Bei Elementen in einem Winkel von $\cong 90 \dots 135^\circ$ zur Grundströmung liegen die Maxima der Kohärenzen γ_{vF}^2 im mittleren Frequenzbereich, im Bereich niedriger Frequenzen ist der kohärente Anteil klein. Entsprechend Abb. 7.2 nimmt ausgehend von $\bar{\varphi} \cong 90^\circ$ für größere Anströmwinkel der Maximalwert der Kohärenzen γ_{vF}^2 zunächst ab, während die Lage des Maximums etwas in Richtung niedriger Frequenzen verschoben wird. Wie schon für einen Anströmwinkel $\bar{\varphi} = 88^\circ$ beschrieben, ist dabei auch für $\bar{\varphi} = 106^\circ$ im Bereich der Wirbelablösefrequenzen ein bandbegrenzter Abfall der Kohärenzamplituden quasi auf Nullniveau zu konstatieren.

Eine vollständige lineare aerodynamische Übertragung entsprechend $\gamma_{u_i p}^2 = 1,0$ kann anhand der vorgestellten Messergebnisse selbst für Böenballen großer Wellenlängen nicht belegt werden. Bei Berücksichtigung nur einer einzigen Turbulenzkomponente lassen sich auf der Grundlage der quasi-stationären Stromfadentheorie allein die Winddrücke im Bereich des Staupunkts und diese nur für bezogene Frequenzen $\eta \leq 0,08$ nahezu exakt angeben. Für Frequenzen $\eta \geq 0,40$ besteht keine statistische Abhängigkeit zwischen der Anströmturbulenz und den am Körper wirkenden fluktuierenden Windkräften/-drücken. Diese Frequenz ist allerdings als ein oberer Grenzwert aufzufassen, der ausschließlich für die longitudinale Turbulenzkomponente bezogen auf den Druck im Staupunkt gilt. Für die großflächig wirkenden Windkräfte sowie für die Drücke auf schräg angeströmte Fassaden sind schon bei deutlich kleineren Frequenzen als $\eta \cong 0,40$ kaum noch kohärente Anteile mit der Anströmung festzustellen. Dieses gilt besonders bei Zugrundelegung der lateralen Turbulenzkomponente (Abb. 7.2).

7.2.2 Multiple und partielle Kohärenz

In Erweiterung des Modells der gewöhnlichen Kohärenz wird im Folgenden der statistische Zusammenhang zwischen mehreren, gemeinsam wirkenden Komponenten der turbulenten Anströmung sowie den resultierenden Windkräften mittels der multiplen sowie der partiellen Kohärenz beschrieben (Kap. 2.3.3). Da die Turbulenzkomponenten u und v unkorreliert sind, gilt entsprechend Gl. (2.17) für die multiple Kohärenz $\gamma_{F:u,v}^2 = \gamma_{Fu}^2 + \gamma_{Fv}^2$. Damit wird die lineare Abhängigkeit zwischen den Eingangsgrößen u und v sowie der als Ausgangsgröße aufgefassten Windkraft F angegeben. Abb. 7.3 zeigt für verschiedene Anströmsituationen die geschätzten multiplen

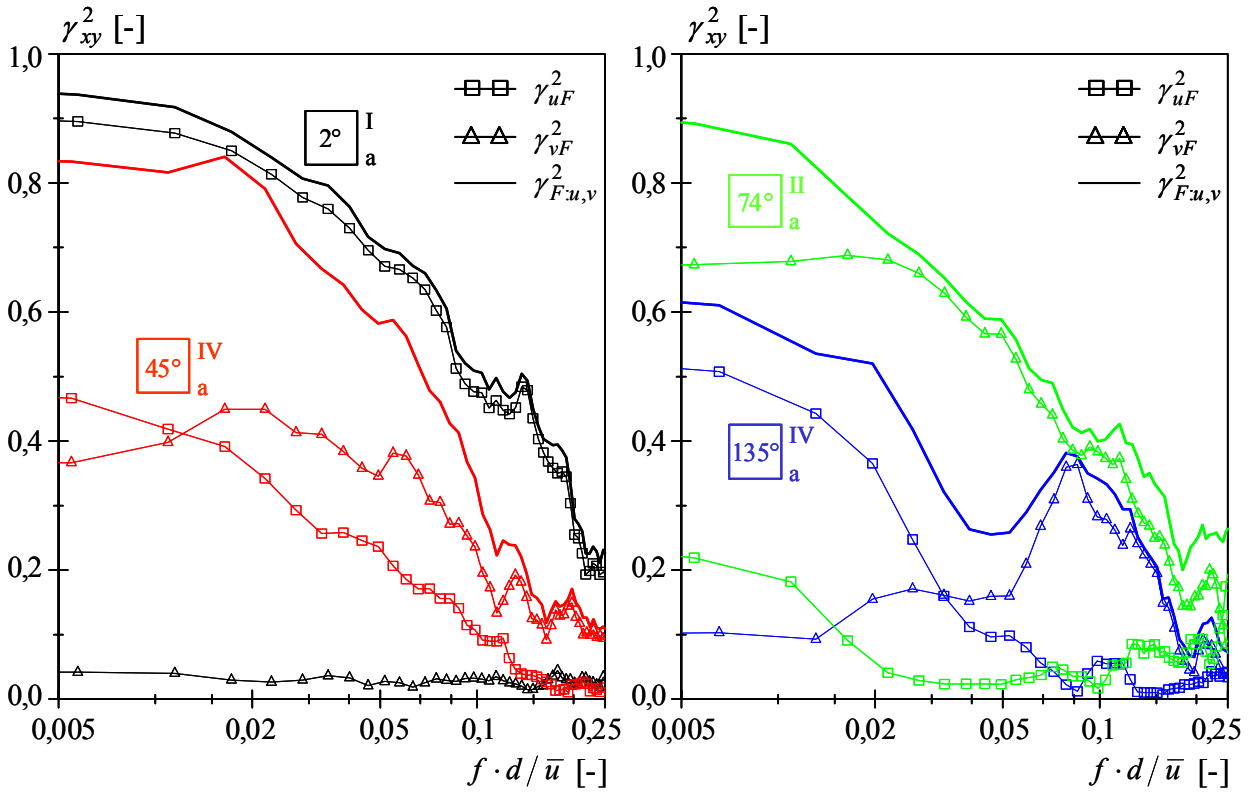


Abb. 7.3 Multiple Kohärenzen zwischen Turbulenzkomponenten u , v und Fassadenkräften F ; Glättungsbreite der dargestellten Funktionsverläufe: 2

Kohärenzen $\gamma_{F,u,v}^2$. Aus Übersichtsgründen wurden die Funktionswerte durch gleitende Mittelwertbildung unter Berücksichtigung von jeweils 2 Nachbarstützwerten geglättet (Glättungsbreite: 2).

Für nahezu frontal angeströmte Fassadenelemente ist die multiple Kohärenz $\gamma_{F,u,v}^2$ nicht sehr verschieden von der gewöhnlichen Kohärenz γ_{uF}^2 , da $\gamma_{vF}^2 \cong 0$ ist. Bei einer Fassade, die in einem Winkel von 74° zur Grundströmung liegt, wird die multiple Kohärenz $\gamma_{F,u,v}^2$ maßgeblich durch die laterale Turbulenzkomponente v bestimmt. In diesem Fall ist lediglich im sehr niederfrequenten Bereich $\eta \leq 0,03$ eine nennenswerte Anhebung der multiplen Kohärenzamplituden infolge des Einflusses der longitudinalen Turbulenz u festzustellen.

Bei 45° -Anströmung eines Fassadenelementes ist der Einfluss der Turbulenzkomponenten u und v auf die fluktuierenden Windkräfte über den gesamten Frequenzbereich betrachtet annähernd gleich groß. Die zugehörige multiple Kohärenzfunktion $\gamma_{F,u,v}^2$ erreicht im niederfrequenten Bereich in etwa die entsprechenden Amplituden einer frontal angeströmten Fassade. Der Zugewinn bei der Angabe der Windkräfte infolge der Berücksichtigung beider Turbulenzkomponenten ist gegenüber dem Ansatz einer einzigen Komponente signifikant. Vergleichbares ist für diverse Fassaden in abgelösten Strömungsbereichen zu konstatieren. Beispielsweise bei einer 135° -Anströmung bleibt γ_{uF}^2 vor allem auf den niederfrequenten Bereich beschränkt, γ_{vF}^2 dagegen auf die mittleren Frequenzen im Bereich der Wirbelablösungen. Entsprechend deutlich fällt der Anstieg von $\gamma_{F,u,v}^2$ gegenüber den gewöhnlichen Kohärenzen aus.

Betrachtet werde ein lineares Modell mit der Eingangsgröße u und der Ausgangsgröße F . Die partielle Kohärenz $\gamma_{vF,u}^2$ gibt die relative Abnahme des unerklärten Spektralanteils infolge

der zusätzlichen Berücksichtigung der Eingangsgröße v an; vgl. Kap. 2.3.3. Für unkorrelierte Systemeingänge ist $\gamma_{vF \cdot u}^2 = \gamma_{vF}^2 / (1 - \gamma_{uF}^2)$. Kann die Störgröße bzw. der residuale Anteil in diesem Beispiel vollständig durch die Beachtung von v erklärt werden, ist $\gamma_{vF \cdot u}^2 = 1,0$ und damit $\gamma_{F \cdot u, v}^2 = 1,0$. Ein großer Wert der partiellen Kohärenz bedeutet also einen großen relativen Zugewinn infolge der Systemerweiterung. Abb. 7.4 zeigt die Verläufe der partiellen Kohärenzen $\gamma_{vF \cdot u}^2$ zu bereits beschriebenen gewöhnlichen und multiplen Kohärenzfunktionen.

Für eine nahezu frontal angeströmte Fassadenwand weist die partielle Kohärenz $\gamma_{vF \cdot u}^2$ im niederfrequenten Bereich eine recht große relative (!) Modellverbesserung infolge der Einbeziehung der lateralen Turbulenz v aus. Dieser Zugewinn ist jedoch nicht auf die maßgebliche Wirkung von v zurückzuführen, sondern ist vor allem mit dem sehr kleinen residualen Anteil bei alleinigem Ansatz der longitudinalen Komponente u zu erklären. In diesem Fall täuschen schon die statistischen Unsicherheiten bei der Angabe von γ_{vF}^2 eine Zuschärfung des Modells vor, die de facto nicht vorhanden ist.

Bei einer in einem Winkel von 45° angeströmten Fassadenwand sind dagegen die vor allem im niederfrequenten Bereich auszumachenden hohen Werte der partiellen Kohärenz $\gamma_{vF \cdot u}^2$ tatsächlich auf den hier evidenten Einfluss der lateralen Turbulenz v zurückzuführen. Entsprechendes gilt für eine 74° zur Grundströmung ausgerichtete Wand. Der bereits anhand Abb. 7.1 für eine strömungsparallele Fassade beschriebene Einfluss der lateralen Turbulenz auf die Kohärenzamplituden im Bereich der Wirbelablösefrequenzen spiegelt sich auch in der zugehörigen Funktion der partiellen Kohärenz wieder.

Die Berücksichtigung beider Turbulenzkomponenten u und v führt zumindest in Teilbereichen des Frequenzbandes oftmals zu einer signifikanten Anhebung der multiplen Kohärenzamplituden. Trotz eines solchen Zugewinns bei der Identifizierung der linearen Abhängigkeiten zwischen den Komponenten der aerodynamischen Übertragung bleibt die Angabe eines idealen Systems entsprechend $\gamma_{F \cdot u, v}^2 = 1,0$ weiter unerreicht; vgl. Kap. 7.2.1. Die größten Abweichungen

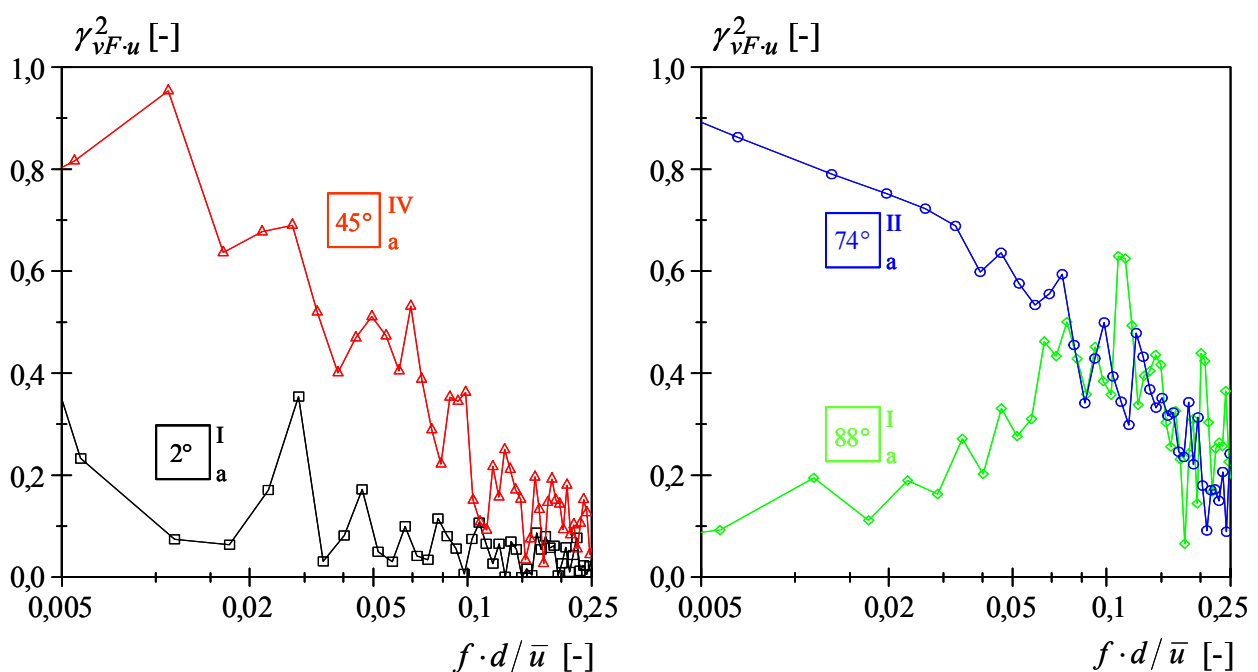


Abb. 7.4 Partielle Kohärenzen zwischen Turbulenzkomponenten u , v und Fassadenkräften F

von diesem Optimum der linearen Übertragung ergeben sich für Wandbereiche in abgelöster Strömung, da die hier zum Teil maßgeblichen körperinduzierten Kräfte durch das Modell nicht erfasst werden. Korrekterweise wären auch nichtlineare Übertragungsmechanismen bei der Beschreibung der Windgeschwindigkeit-Windkraft-Beziehung zu berücksichtigen.

Bei den vorstehenden Auswertungen wird analog der linearen Stromfadentheorie von einer punktuellen aerodynamischen Übertragung ausgegangen. Zur Beschreibung der dynamischen Windkräfte wird die Anströmung auf die Turbulenzeigenschaften an einem einzigen Ort nahe der Staupunktlinie reduziert. Tatsächlich ist die aerodynamische Übertragung jedoch ein mehrdimensionaler Prozess. Selbst wenn Böenballen mit relativ kleinen Wellenlängen miteinander unkorreliert sind, ist eine Überschneidung dieser Turbulenzelemente infolge der Verdrängungswirkung des Körpers möglich, sodass sich die Druckschwankungen auf der Körperoberfläche aus einer Überlagerung entsprechend der Wirkung der einzelnen Böenballen ergeben.

In beiden Höhen der verkleideten Abschnitte des Mastes Gartow sind jeweils 4 Ausleger mit Windsensoren installiert (Abb. 3.1). Den einzelnen Auswertungen liegt jeweils der Windsensor zugrunde, der die ungestörte Anströmung am besten charakterisiert (Kap. 3.4.2). Die zusätzliche Berücksichtigung eines zweiten Windsensors zur Identifizierung des Einflusses lateral versetzter Stromlinien auf die fluktuierenden Windkräfte macht hier keinen Sinn, da die Störung des Windmesssignals infolge der körperinduzierten Turbulenzen so groß wird, dass keine reproduzierbaren Ergebnisse zu erwarten sind; vgl. Abb. 3.8. Da allerdings in mehreren Höhen Anemometer und Windfahnen am Mast montiert sind (Abb. 3.1), welche das Turbulenzfeld simultan mit den Windmonitoren im verkleideten Mastbereich erfassen, konnten die Geschwindigkeitsschwankungen vertikal versetzter Stromlinien zur ergänzenden Beschreibung der aerodynamischen Übertragung herangezogen werden. Die dabei angewandte Methode der Systemidentifikation ist ausgehend von zwei miteinander korrelierten Eingangsgrößen sowie einer Ausgangsgröße in Kap. 2.3.3 beschrieben.

Der Einfluss einer Kombination von in verschiedenen Höhen gemessenen longitudinalen Turbulenzkomponenten u_{z1} und u_{z2} auf die Windkräfte F einer frontal angeströmten Fassadenwand wurde untersucht.¹ Dabei wurde der zu den Messfassaden nächstgelegene Windsensor betrachtet, wobei deren vertikaler Abstand etwa $3 \cdot d$ beträgt. Die Ergebnisse sind nicht befriedigend, auf deren Darstellung wird hier verzichtet. Die multiplen Kohärenzen $\gamma_{F,u_{z1},u_{z2}}^2$ sind insbesondere im niederfrequenten Bereich deutlich größer als der optimale Wert Eins. Sie liegen damit außerhalb des zulässigen Lösungsraums. Mögliche Ursachen hierfür sind der zu große vertikale Abstand zwischen den Windsensoren und den Messfassaden. So nimmt gemäß den von HÖLSCHER [1993] beschriebenen Korrelationsstrukturen der Einfluss zur Staupunktstromlinie vertikal versetzter Stromlinien auf die Winddrücke eines Körperstreifens mit zunehmendem Höhenabstand rasch ab.

Bezogen auf die Staupunktstromlinie lateral versetzte Geschwindigkeitsschwankungen zeigen dagegen zum Teil merklich größere Kohärenzamplituden mit den am Körper wirkenden Drücken als die vergleichbaren Komponenten auf der Staupunktlinie [HÖLS 1993]. Da innerhalb eines Horizontalschnitts von einer quasi identischen Turbulenzstruktur ausgegangen werden

¹ Es ist zu beachten, dass die Turbulenzenergie von Stromlinien in verschiedenen Höhen über die Frequenz unterschiedlich verteilt ist.

kann, sei dieser Umstand nicht auf ein größeres Energieangebot abseits der Staupunktlinie zurückzuführen, sondern auf eine bessere Energieübertragung der entsprechenden Stromlinien. Den aus der Erweiterung des Stromfadenmodells um Komponenten des Windfeldes abseits der Staupunktlinie resultierende Anteil der dynamischen Windkräfte beziffert HÖLSCHER [1995] mit maximal 15% - ein relativ kleiner Prozentsatz. Demnach gelingt die hinreichend genaue Beschreibung der Turbulenz-Druck-Kohärenz auch bei Nichtberücksichtigung der lateral versetzten Stromlinien. Die folgenden Untersuchungen beschränken sich daher auf die frequenzabhängige Erweiterung des Stromfadenmodells.

7.3 AERODYNAMISCHE ADMITTANZ

7.3.1 Admittanzansätze in der Literatur

Die frequenzabhängige Beschreibung der auf Bauwerke wirkenden stochastischen Windlasten geht auf DAVENPORT [1961] zurück, dessen Modell die MORISON-Gleichung für den Strömungswiderstand zugrunde liegt [MORI 1950]. Demnach ergibt sich bei alleiniger Berücksichtigung der longitudinalen Turbulenz die auf einen Körper wirkende Last $F(t)$ aus einem Anströmterm sowie einem Trägheitsterm infolge der vom Körper beschleunigten Luftmasse ($\cong \rho B^3$):

$$F(t) = \frac{\rho}{2} A c_D u_{rel}^2(t) + \rho B^3 c_M \dot{u}_{rel}(t) \quad (7.1)$$

c_M ist ein Beiwert, der sich auf die virtuelle Luftmasse bezieht; B ist eine charakteristische Abmessung des Körpers. Die übrigen Parameter sind in Kap. 6.2 und 6.3 erläutert. Der Trägheitsterm in Gl. (7.1) wird dann bedeutsam, wenn z. B. die Dichte ρ des strömenden Fluids oder die Ableitung der Strömungsgeschwindigkeit ($\dot{u}_{rel}(t)$) nach der Zeit groß wird.

Oftmals werden die Schwankungsterme von höherer Ordnung vernachlässigt.¹ Zudem werden die von der Turbulenz unabhängigen, nur von der Geschwindigkeit bzw. Beschleunigung des Bauwerks beeinflussten Terme in Gl. (7.1) als aerodynamische Dämpfung aufgefasst; vgl. Kap. 6.3. In diesem Fall folgt für das Verhältnis der Autoleistungsspektren der Windkräfte und der longitudinalen Windgeschwindigkeit:

$$|\chi_a(f)|^2 = \frac{S_{FF}(f)}{(\rho A c_F \bar{u})^2 S_{uu}(f)} = 1 + \left(\frac{c_M(f)}{c_F(f)} 2\pi \right)^2 \eta^2 \quad \text{mit} \quad \eta = \frac{f d}{\bar{u}}; \quad (7.2)$$

siehe z. B. LAZA [1985]. Die aerodynamische Admittanzfunktion $|\chi_a|$ nach Gl. (7.2) ist unter anderem von der Form des umströmten Körpers sowie dessen Ausmaßen abhängig. Bei einer frequenz-unabhängigen Formulierung des Widerstandsbeiwertes c_F und des virtuellen Massenbeiwertes c_M würde Gl. (7.2) ein stetiges Anwachsen von $|\chi_a|$ mit steigender Frequenz implizieren (Abb. 7.5). Dieses wird allerdings durch Versuchsergebnisse nicht bestätigt. Entsprechende Untersuchungen führte beispielsweise DAVENPORT [1961] an einem schwingenden Balken durch. Bei kleinen Frequenzen kann nach Gl. (7.2) von einer vollständigen linearen und bereichsweise quasi-stationären Übertragung ausgegangen werden; es ist $|\chi_a(\eta \rightarrow 0)|^2 \rightarrow 1$. Dabei

¹ Diese Vereinfachung ist nach Kap. 6.4 nur in turbulenzarmer Strömung gerechtfertigt.

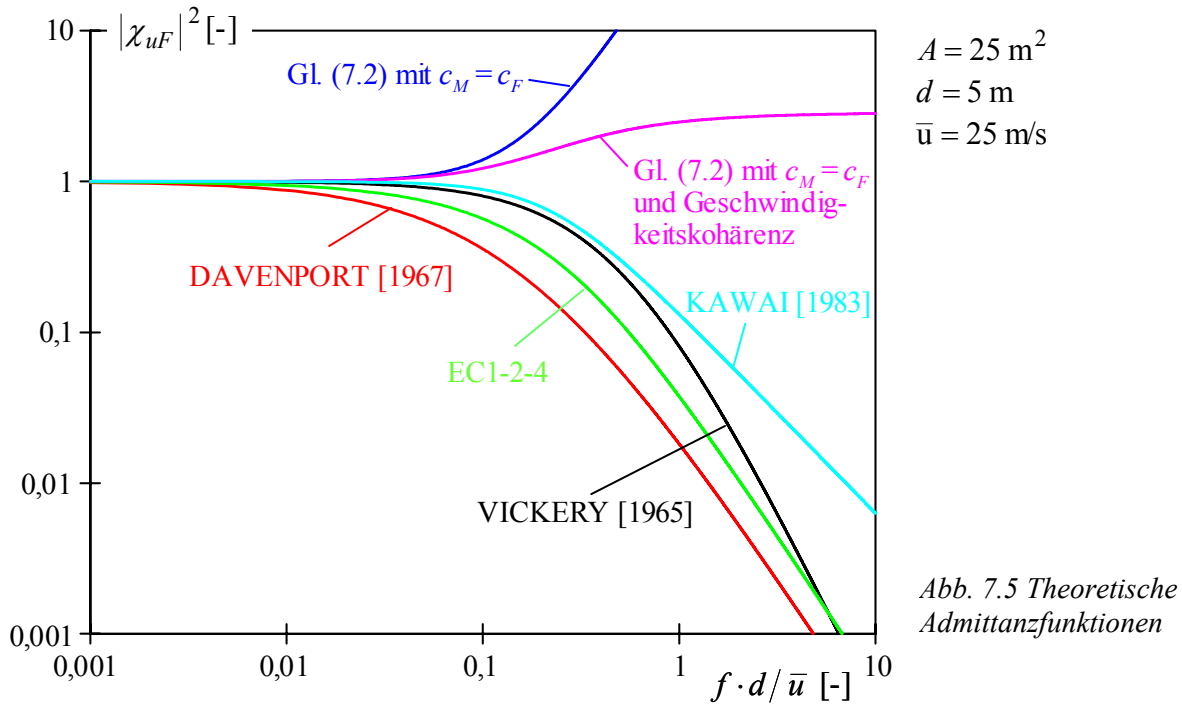


Abb. 7.5 Theoretische Admittanzfunktionen

sind c_M und c_F in etwa gleich groß. Für $\eta \cong 0,1 \dots 1,0$ sind die Beiwerte von der Schwingfrequenz des Balkens abhängig. Im Frequenzband $\eta \gtrsim 1,0$ ist c_M meist klein gegenüber c_F , so dass häufig $c_M = 0$ angesetzt wird.

Die vorstehenden Überlegungen gehen von einer räumlich-zeitlich vollständig korrelierten Anströmung aus. Die begrenzte räumliche Ausdehnung der Böenballen, insbesondere von solchen mit kleinen Wellenlängen entsprechend großen Frequenzen, kann jedoch wegen des integralen Effekts über die Körperoberfläche zu einer deutlichen Reduzierung der auf ein Bauwerk wirkenden dynamischen Windlasten führen. VICKERY [1965] erfasst diese verminderte Wirkung in der *lattice plate theory* durch die Diskretisierung der angeströmten Oberfläche mit finiten Flächenelementen dA . Über die Flächen dA seien die Geschwindigkeitsschwankungen vollständig korreliert. Mittels der Kohärenz $\gamma_{u_1 u_2}^2$ zwischen den auf die Teilflächen dA_1 und dA_2 wirkenden Windgeschwindigkeiten u_1 und u_2 wird unter der Annahme homogener Turbulenz ein Faktor $1/A^2 \iint_A \gamma_{u_1 u_2} dA_1 dA_2$ definiert. Wird die Admittanzfunktion nach Gl. (7.2) um diesen Faktor erweitert, werden neben Trägheitseffekten auch die korrelativen Wirkungen der Turbulenzstruktur erfasst; vgl. Abb. 7.5.

Nach VICKERY kann selbst im niederfrequenten Bereich $\eta \lesssim 0,1$ ausschließlich in großskaliger Turbulenz $xL_u/d \gtrsim 1,5$ von einer linearen aerodynamischen Übertragung ausgegangen werden. Dieses ist der Fall, wenn die mittleren Böenballen den Körper bzw. das Bauwerk vollständig umhüllen. Für eine solche Turbulenzstruktur gibt er auf der Grundlage von Windkanalversuchen eine empirische Beziehung für die aerodynamische Übertragungsfunktion in Strömungsrichtung für scharfe, rechteckförmige Querschnitte an (Abb. 7.5):

$$|\chi_{\text{Vickery}}(f)|^2 = \left[1 + \left(\frac{2f\sqrt{A}}{\bar{u}} \right)^{4/3} \right]^{-2} \quad (7.3)$$

In kleinskaliger Turbulenz $xL_u/d \lesssim 1$ ist auch für Böenballen mit relativ großen Wellenlängen eine verminderte Wirkung der anströmenden Turbulenz auf das Bauwerk zu konstatieren [VICK 1965]. Im hochfrequenten Bereich ist dagegen die aerodynamische Übertragung weitgehend unabhängig vom Verhältnis xL_u/d .

Zur Berücksichtigung der stochastischen Windstruktur beschreibt DAVENPORT [1967] die aerodynamische Admittanz $|\chi_a|^2$ ausgehend von zwei Flächenkorrekturfaktoren gleichkommenen Anteilen $|\chi_b|$ und $|\chi_h|$. Diese Faktoren sind von der Breite b und der Höhe h sowie der Form der vom Wind getroffenen Fläche abhängig. Eine solche Entkopplung der horizontalen und lateralen Turbulenzstruktur liegt auch der aerodynamischen Übertragungsfunktion gemäß EC 1-2-4 zugrunde, mit welcher der resonante Anteil der Systemantwort bestimmt wird. Ausgehend von einer quasi-stationären und linearen Energieübertragung lautet der EC1-Ansatz:

$$|\chi_{EC1}(f)|^2 = |\chi_b(f)| |\chi_h(f)| = R_b \left[K_y \frac{f C_y b}{\bar{u}} \right] R_h \left[K_z \frac{f C_z h}{\bar{u}} \right], \quad (7.4)$$

wobei die abklingende Exponentialfunktion $R_\alpha[\eta]$

$$R_\alpha[\eta] = \frac{1}{\eta} - \frac{1}{2\eta^2} (1 - e^{-2\eta}), \quad \chi(0) = 1 \quad \text{mit} \quad \alpha = b, h \quad (7.5)$$

auf eine von VELOZZI & COHEN [1968] angegebene Approximation des Doppelintegrals der Kohärenzfunktion für die Geschwindigkeitsfluktuationen zurückgeht (siehe oben). Die dimensionslosen Parameter K_y und K_z sind unter anderem abhängig vom Bauwerkstyp bzw. der Schwingungsform des Tragwerks sowie vom mittleren Windprofil. Wird für die im EC 1-2-4 spezifizierten Baukörper pauschal $K_y = K_z = 0,4$ angenommen, fällt der dabei gegenüber vermeintlich exakteren Werten entstehende Fehler kaum ins Gewicht [SOLA 1988]. C_y und C_z sind Abklingkoeffizienten exponentieller Kohärenzfunktionen zur longitudinalen und lateralen Turbulenz; vgl. Kap. 4.4.8.

Gemäß der in Abb. 7.1 gezeigten Kohärenzfunktion γ_{up}^2 besteht lediglich für bezogene Frequenzen $\eta \lesssim 0,08$ eine annähernd lineare statistische Abhängigkeit zwischen der turbulenten Anströmung und den Druckschwankungen auf der Bauwerksoberfläche. Nach Abb. 5.8 fällt das Druckspektrum für den Staupunkt eines nahezu frontal angeströmten Fassadenelementes im hochfrequenten Bereich stärker ab als das simultan erfasste Turbulenzspektrum. Analog der *rapid-distortion-theory* ist die Umsetzung der Turbulenzenergie in Oberflächendrücke abhängig vom Längenverhältnis xL_u/d sowie der Frequenz $\eta = f d / \bar{u}$. Dabei werden hochfrequente Turbulenzanteile weniger effektiv übertragen als niederfrequente Anteile. Unter Berücksichtigung der punktuellen frequenzabhängigen Druckadmittanz formuliert KAWAI [1983] ausgehend von Windkanalversuchen eine aerodynamische Übertragungsfunktion (Abb. 7.5) für den Staupunkt eines rechteckigen Zylinders mit der Seitenlänge d :

$$|\chi_{Kawai}(f)|^2 = \left(1 + 20 \left(\frac{f d}{\bar{u}} \right)^2 \right)^{-2/3} \quad (7.6)$$

Den zuvor vorgestellten Admittanzansätzen sind folgende Annahmen gemein:

- Zumindest für kleine Verhältnisse $f\sqrt{A}/\bar{u}$ bzw. $f d/\bar{u}$ wird von einem linearen Zusammenhang zwischen den Geschwindigkeitsschwankungen und den fluktuierenden Windkräften ausgegangen, das heißt es gilt $|\chi_a(f \rightarrow 0)|^2 \cong 1$.
- Der Einfluss der Turbulenzintensität I_u sowie der Turbulenzstruktur $^x L_u/d$ auf die aerodynamische Übertragung bleibt unberücksichtigt.
- Die laterale Turbulenzkomponente wird vernachlässigt.
- Die Turbulenzcharakteristika in den Bereichen abgelöster Strömung werden nicht explizit beschrieben.

CHENG *et al.* [1992] untersuchten im Windkanal die auf einen quadratischen Zylinder in homogener turbulenter Strömung wirkenden dynamischen Lasten. Demnach weist die Admittanzfunktion für ein Längenverhältnis $^x L_u/d \cong 1,5$ sowie Turbulenzgrade $I_u \lesssim 8\%$ im niederfrequenten Bereich Werte deutlich größer als Eins auf, was einer Verstärkung der zugeführten Turbulenzenergie entspricht. Für demgegenüber größere Turbulenzintensitäten falle die Admittanzfunktion auch für kleine Frequenzen auf Werte kleiner Eins ab. Gehe dabei großskalige Turbulenz $^x L_u/d \gtrsim 3,0$ mit großen Turbulenzintensitäten $I_u \cong 16\%$ einher, liegen die Admittanzen sogar unter 0,1. Der niederfrequente Bereich der Admittanzfunktion wird also entscheidend durch die Turbulenzintensität I_u bestimmt. Zudem konstatiert CHENG ein deutlich steileres Abfallen der Admittanzen im hochfrequenten Bereich als beispielsweise VICKERY [1965]. Für die aerodynamische Admittanzfunktion in longitudinaler Richtung gibt CHENG

$$|\chi_{\text{Cheng}}(f)|^2 = \frac{\mu}{\left(1 + 12\pi^2 \frac{f d}{\bar{u}}\right)^\delta} \quad (7.7)$$

$$\text{mit } \mu = 5,5 I_u^{-\varepsilon}, \quad \delta = \frac{4}{3} \frac{f d}{\bar{u}} \quad \text{und} \quad \varepsilon = 0,23 \frac{^x L_u}{d} + \frac{1}{36} \left(\frac{^x L_u}{d}\right)^2 + 0,25$$

an. Das gültige Parameterfeld umfasst $I_u = 3 \dots 18\%$ und $^x L_u/d = 0,9 \dots 4,4$. Der Parameter μ im Zähler von Gl. (7.7) beschreibt in Abhängigkeit von der Turbulenzintensität I_u und dem bezogenen Längenmaß $^x L_u/d$ die Admittanz im niedrigen Frequenzbereich, wobei sich im Gegensatz zu den meisten anderen Admittanzansätzen bei bestimmten Parameterkonstellationen auch Werte stark abweichend von $\chi_a(f \rightarrow 0) = 1$ ergeben können. Der Exponentialkoeffizient δ steuert die Neigung der Admittanzfunktion im hochfrequenten Bereich.

Einige der vorstehenden Admittanzfunktionen wurden hinsichtlich ihrer Güte in zahlreichen Veröffentlichungen überprüft. Konkrete Ansätze, die auf Messungen in der Natur basieren, gibt es allerdings nur wenige. Solche Admittanzfunktionen werden im Folgenden beschrieben. Dabei wird auch die laterale Turbulenzkomponente einbezogen, welche in konventionellen Admittanzmodellen keine Beachtung findet.

7.3.2 Turbulenzkonditionierte Admittanzen aus Messungen

In Kap. 6.4 wird der quasi-stationäre, frequenzunabhängige Admittanzansatz hinsichtlich seiner Eignung zur Beschreibung dynamischer Windlasten überprüft. Die dabei angewandte Methodik unterscheidet nicht zwischen böeninduzierten und andersartig induzierten Kraftschwankungen. Desgleichen zielen die in Kap. 7.3.1 vorgestellten Admittanzfunktionen eher auf eine praxisgerechte Beschreibung der auf einen Körper wirkenden Windlasten als auf die Differenzierung zwischen verschiedenen Erregermechanismen zuzuordnenden Windkräften.

Die nachfolgend beschriebenen Auswertungen zielen auf die Identifizierung der frequenzabhängigen aerodynamischen Übertragungsfunktionen zwischen der turbulenten Anströmung und den resultierenden Windeinwirkungen. Mit dem am Mast Gartow installierten Messequipment ist es möglich, zum einem das Abfallen der Druckspektren im hochfrequenten Bereich infolge einer abgeschwächten Energieübertragung zu erfassen, zum anderen die verminderte dynamische Lastwirkung als Folge der lokal wirkenden kleinen Böenballen. Die Modellierung frequenzabhängiger Admittanzfunktionen erfolgt auf der Grundlage der in Kap. 2.3 vorgestellten Systemidentifikation stochastischer Prozesse. Analog der von HÖLSCHER [1993] angewandten Vorgehensweise wird dabei vom einfachsten Fall einer multivariaten Übertragung von zeitinvarianten Systemen ausgegangen, nämlich dem für zwei miteinander unkorrelierte Eingangsprozesse entsprechend der longitudinalen und lateralen Turbulenz. Die mit der turbulenten Anströmung unkorrelierten Windkräfte werden als Störgrößen im Sinne von Kap. 2.3.2 aufgefasst, welche verschiedene physikalische Ursachen haben können. Dieses sind beispielsweise körperinduzierte Kraftschwankungen.

Werden zur Beschreibung der aerodynamischen Übertragung keine Bedingungen an die Ein- und Ausgangsgrößen geknüpft, folgt die *unkonditionierte Admittanzfunktion* $|\chi_{u_i F}|_{unkond.}^2$ aus dem Verhältnis der auf die jeweiligen Prozessvarianzen normierten Autospektren der Windkraft F und der simultan gemessenen Turbulenzkomponente $u_i = u, v$:¹

$$|\chi_{u_i F}(f)|^2 = \frac{S_{FF}(f)/\sigma_F^2}{S_{u_i u_i}(f)/\sigma_{u_i}^2} \quad (7.8)$$

Nach Abb. 7.6 weist die unkonditionierte Übertragungsfunktion $|\chi_{vF}|_{unkond.}^2$ zwischen der lateralen Turbulenzkomponente v und den fluktuierenden Kräften F auf eine strömungsparallele Fassade über weite Frequenzbereiche deutlich größere Werte als Eins auf. Insbesondere im Bereich der Wirbelablösefrequenz ist $|\chi_{vF}(f \cong f_s)|_{unkond.}^2 \gg 1$, was weniger auf turbulenz-, sondern vielmehr auf körperinduzierte Windkräfte zurückzuführen ist. Offensichtlich beschreiben die unkonditionierten Admittanzen nach Gl. (7.8) Abhängigkeiten zwischen den Systemgrößen, die tatsächlich nicht vorhanden sind. Jegliche Kausalität zwischen der Ein- und Ausgangsgröße des Systems bleibt unberücksichtigt. So werden mit Gl. (7.8) auch körperinduzierte Kraftschwankungen ursächlich der Wirkung der Anströmung zugewiesen. Zudem impliziert der unkonditionierte Ansatz, dass die am Prozess der aerodynamischen Übertragung beteiligten Geschwindigkeitskomponenten gleich effektiv die resultierenden Kräfte beeinflussen. Diese Annahme ist nicht exakt.

¹ Es wird im Folgenden eine dimensionsfreie Darstellung mit normierten Admittanzfunktionen gewählt.

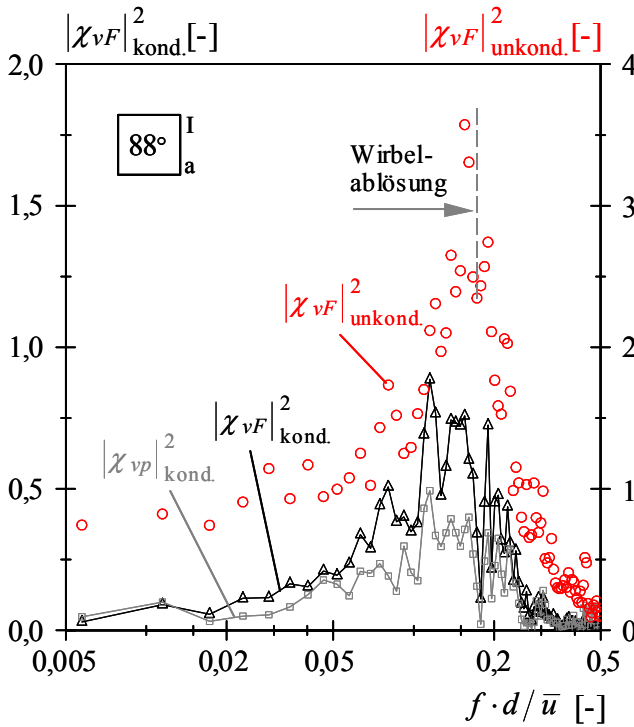


Abb. 7.6 Vergleich konditionierter und unkonditionierter Admittanzfunktionen

Analog den Ausführungen in Kap. 2.3.2 entspricht die *konditionierte Admittanzfunktion*

$$|\chi_{u_i F}(f)|^2 = \frac{S_{F:u_i}(f) / \sigma_F^2}{S_{u_i u_i}(f) / \sigma_{u_i}^2} = \gamma_{u_i F}^2(f) \frac{S_{FF}(f) / \sigma_{FF}^2}{S_{u_i u_i}(f) / \sigma_{u_i}^2}, \quad (7.9)$$

wobei $S_{F:u_i}$ das auf die Turbulenzkomponente u_i konditionierte Kraftspektrum infolge der Berücksichtigung ausschließlich linearer Übertragungsglieder ist. Damit ist zum einen die individuelle Beschreibung der Übertragung der einzelnen Turbulenzkomponenten möglich, zum anderen berücksichtigt Gl. (7.9) eine Ursache-Wirkung-Beziehung zwischen den Ein- und Ausgangsgrößen des Systems. Mit Abb. 7.6 wird deutlich, dass die konditionierten Admittanzfunktionen die mutmaßlich realen Zusammenhänge zwischen der turbulenten Anströmung und den Windkräften richtig wiedergeben: Die Admittanzamplituden bleiben auch im Frequenzbereich der Wirbelablösungen kleiner als Eins.

Abb. 7.7 zeigt aerodynamische Admittanzfunktionen für diverse Anströmsituationen. Es sind Übertragungsfunktionen sowohl zu den auf die gesamte Fassadenfläche wirkenden Windkräften F als auch zu den Drücken p im Fassadenzentrum dargestellt. Viele der bereits in Kap. 7.2 bezogen auf die Verläufe der Kohärenzfunktionen angestellten Überlegungen lassen sich auf die Beschreibung der Admittanzfunktionen übertragen. Einige Admittanzverläufe stimmen nur wenig mit den Funktionen nach Kap. 7.3.1 überein. Üblichen Ansätzen liegt eine frontale Anströmung des Baukörpers zugrunde. Zudem ist beim Vergleich konventioneller, meist unkonditionierter Admittanzansätze mit den dargestellten Admittanzen zu beachten, dass Letzteren eine Ursache-Wirkung-Beziehung zugrunde liegt. Darüber hinaus ist zu unterscheiden zwischen solchen Ansätzen, welche die gesamte Kraftwirkung auf einen Körper beschreiben, und solchen, wie den hier dargestellten, welche von Windwirkungen auf Teilbereiche des Querschnitts ausgehen. Allerdings tragen beispielsweise Einwirkungen auf leeseitige Querschnittsbereiche kaum zur resultierenden dynamischen Kraft bei (Kap. 9.1).

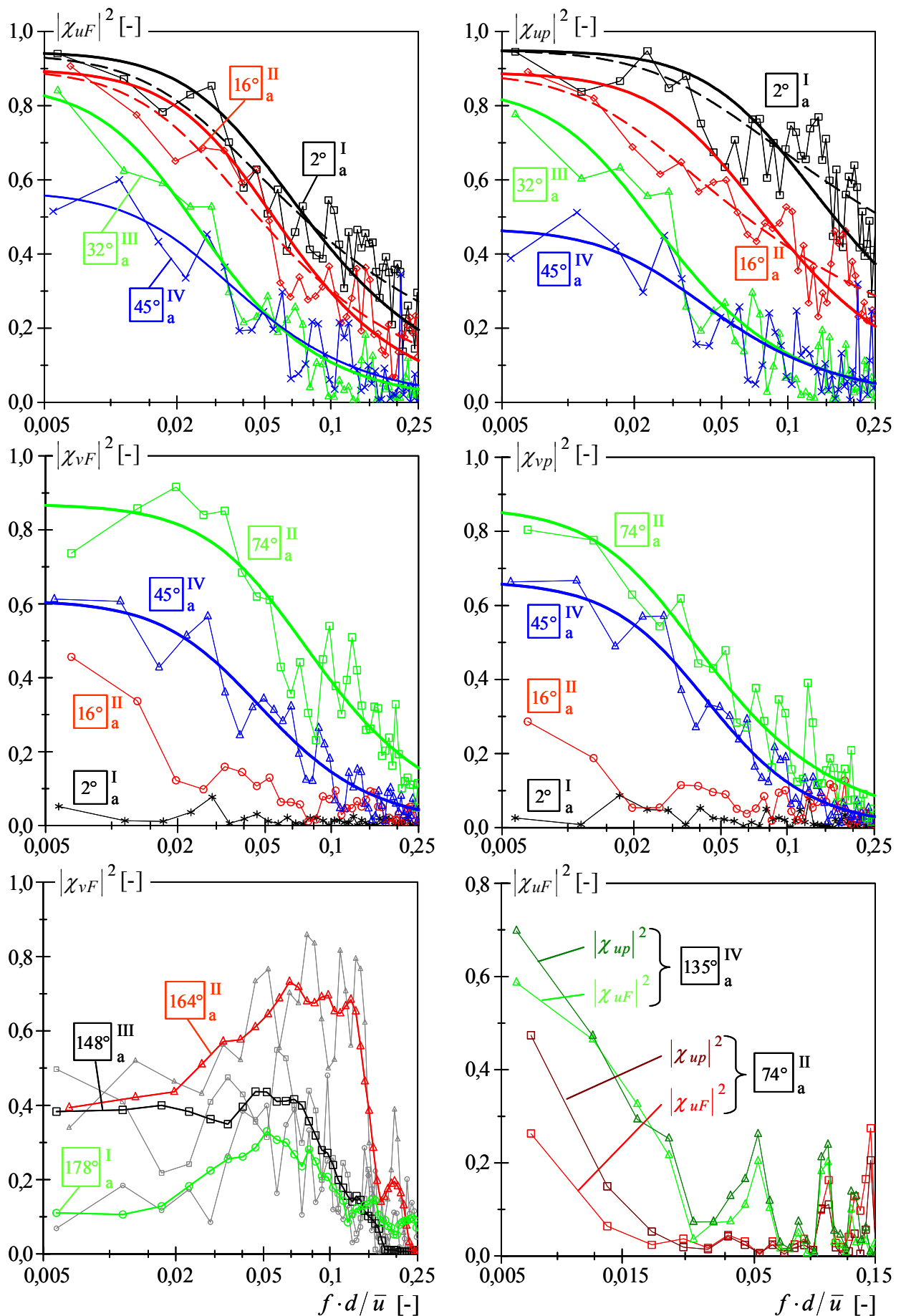


Abb. 7.7 Aerodynamische Admittanzfunktionen für diverse Anströmsituationen

Bei nahezu frontal angeströmten Fassadenflächen ($\bar{\varphi} \lesssim 30^\circ$) dominiert die longitudinale Turbulenzkomponente u die an der Bauwerksoberfläche wirkenden Winddrücke/-kräfte p und F . Für demgegenüber größere Anströmwinkel gewinnt die laterale Komponente v zunehmend an Bedeutung. Dabei bestimmen oftmals *nicht* die niederfrequenten Anteile den Übertragungsprozess: Die Maxima der Admittanzfunktionen zwischen der lateralen Turbulenz und den Windwirkungen auf Fassadenelemente in abgelöster Strömung liegen im mittleren Frequenzbereich; siehe Abb. 7.6 und 7.7 bezüglich $\bar{\varphi} \cong 90^\circ, 150 \dots 180^\circ$.

Die Verläufe der konditionierten Admittanzfunktionen werden mit dem Ansatz

$$|\chi_{u_i F}(f)|^2 = \frac{\beta_{u_i}}{\left\{1 + \left(\gamma_{u_i} \frac{f d}{\bar{u}}\right)^2\right\}^{\delta_{u_i}/6}} \quad (7.10)$$

bei freier Wahl der konstanten Parameter β , γ und δ approximiert; vgl. HÖLS [1993]. β beschreibt das quasi-stationäre Plateau im niederfrequenten Bereich: $|\chi_{u_i F}(f \rightarrow 0)|^2 \cong \beta_{u_i}$. Der Übergangparameter γ gibt an, ab welcher Frequenz dieses Plateau in den durch die Neigung δ beschriebenen hochfrequenten Bereich übergeht und wie scharf dieser Übergang ist. Bei der Bestimmung der Approximationsparameter wurde die mit abnehmendem Funktionswert der geschätzten Admittanzamplituden zunehmende statistische Unsicherheit berücksichtigt, indem die Funktionswerte ausgehend von der Fehlerfunktion nach Abb. 2.10 gewichtet wurden. Für die frontal angeströmten Fassadenwände zeigen die *gestrichelten* Kurven in Abb. 7.7 ausgehend von Gl. (7.10) die beste Näherung für Frequenzen $\eta \lesssim 0,25$. Damit wird die Übertragungsfunktion im hochfrequenten Bereich allerdings nur unzureichend beschrieben. Jene Funktionsverläufe, welche die beste Anpassung für Frequenzen $\eta \lesssim 0,5$ liefern, sind *durchgezogen* dargestellt. Die entsprechenden Parameter der Approximationsansätze zu Admittanzfunktionen bezüglich der Windwirkungen auf luvseitige Fassaden sind in Tab. 7.1 gegeben. Bei der Anpassung wurden Frequenzen $\eta > 0,5$ nicht berücksichtigt, da für die zugehörigen Admittanzen die statistischen Streuungen zu groß werden.

Tab. 7.1 Parameter nach Gl. (7.10) zur Beschreibung diverser Admittanzfunktionen nach Abb. 7.7

Anström- winkel $\bar{\varphi}$	Turbulenz- komponente	Plateau β_{u_i}		Übergang γ_{u_i}		Neigung δ_{u_i}	
		$ \chi_{u_i F} ^2$	$ \chi_{u_i p} ^2$	$ \chi_{u_i F} ^2$	$ \chi_{u_i p} ^2$	$ \chi_{u_i F} ^2$	$ \chi_{u_i p} ^2$
2°	u	0,95	0,95	23,5	12,4	2,6	2,4
16°	u	0,90	0,89	24,5	20,7	3,4	2,6
32°	u	0,86	0,85	50,8	56,1	3,8	3,2
45°	u	0,57	0,47	39,7	34,9	3,3	3,1
45°	v	0,61	0,67	25,3	25,6	4,3	5,0
74°	v	0,87	0,86	17,4	36,7	3,5	3,1

Die β -Werte der approximierten Admittanzfunktionen zu den auf die Fassadenflächen wirkenden Windkräften F unterscheiden sich nur wenig von den vergleichbaren Werten zu den Drücken p in den Fassadenzentren; vgl. Abb. 7.7 und Tab. 7.1. Für die Windkräfte F ist allerdings ein Plateau entsprechend einer quasi-stationären Übertragung selbst im sehr niedrigen Frequenzbereich kaum auszumachen. Schon bei kleinen Frequenzen wirkt sich der Flächeneffekt aus. Zwar klingen auch die Admittanzfunktionen zu den Drücken p schnell ab, doch zumindest bei nahezu frontaler Anströmung ist ein näherungsweise konstanter Funktionsverlauf bis $\eta \cong 0,05$ zu konstatieren. Die aerodynamischen Admittanzen zu Windwirkungen auf Querschnittsbereiche in abgelöster Strömung weisen kein ausgeprägtes Plateau auf.

Das Auslaufen der Admittanzfunktionen im hochfrequenten Bereich ($f \cdot d / \bar{u} \gg 1 / \gamma$) wird mittels des Übergangsparameters γ und des Exponenten δ beschrieben. Je größer diese Parameter sind, desto schneller klingt die Funktion ab. Nach Tab. 7.1 liegen γ und δ zu den Druckadmittanzen $|\chi_{uip}|^2$ für fast alle Anströmwinkel φ deutlich unter den vergleichbaren Parametern zur Beschreibung der Turbulenz-Windkraft-Übertragung $|\chi_{u_i F}|^2$. Da insbesondere die kleinen (hochfrequenten) Böenballen die gesamte Fassadenfläche nicht vollständig erfassen, fallen die Kraftspektren S_{FF} schneller ab als die Druckspektren S_{pp} . Zur Herausstellung des Abklingverhaltens der Admittanzen im hochfrequenten Bereich zeigt Abb. 7.8 einige Admittanzfunktionen in doppeltlogarithmischer Achsendarstellung. Die Streuung der Funktionswerte im Bereich großer Frequenzen wird dabei besonders hervorgehoben.

In kleinskaliger Turbulenz ($xL_u / d \rightarrow 0$) gilt nach der *rapid distortion theory* (RDT) im hochfrequenten Bereich die Proportionalität $S_{pp} \propto f^{-11/3}$ (Kap. 5.2.4). Folgt die Anströmturbulenz dem KOLMOGOROFFSchen Trägheitsbereich entsprechend $S_{uu} \propto f^{-5/3}$ ergibt sich daraus für den Neigungsparameter der Admittanzfunktion nach Gl. (7.10) $\delta = 6$. In großskaliger Turbulenz ($xL_u / d \rightarrow \infty$) kann von einer quasi-stationären Übertragung ausgegangen werden, womit $S_{pp} \propto f^{-5/3}$ und $\delta = 0$ folgen. Der Vergleich der Ergebnisse der linearisierten RDT mit den

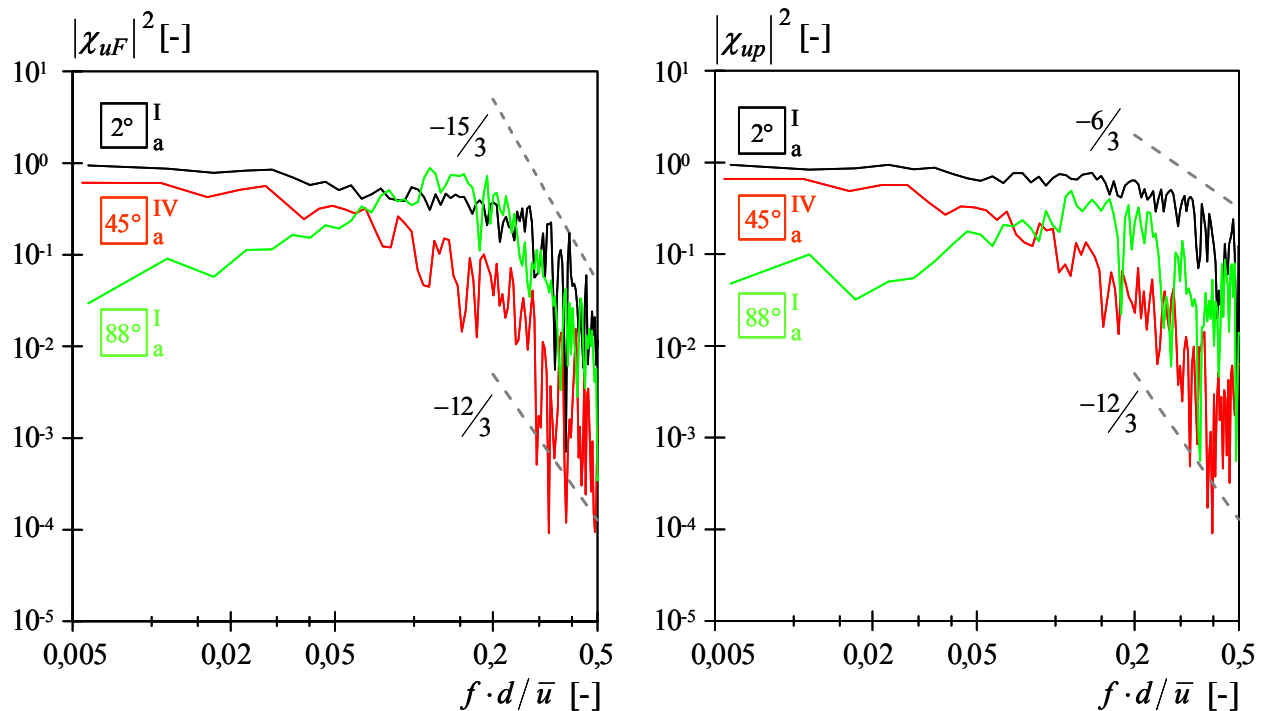


Abb. 7.8 Auslaufen von Admittanzfunktionen im hochfrequenten Bereich

hier beschriebenen Übertragungsfunktionen macht insofern Sinn, da auch diese ausschließlich lineare Übertragungsglieder erfassen. Dabei ist es angebracht, ausschließlich die Admittanzfunktionen zu den Drücken p im Fassadenzentrum heranzuziehen, da die korrelative Wirkung der atmosphärischen Windturbulenz ebenso wie die laterale Turbulenzkomponente in der Theorie keine Beachtung finden.

Die in Tab. 7.1 für luvseitige Druckpunkte angegebenen Neigungsparameter der Admittanzfunktionen $|\chi_{up}|^2$ liegen im Bereich $\delta = 2,4 \dots 3,2$. Hieraus folgt in etwa $S_{pp} \propto f^{-8/3}$.¹ Die geschätzten Neigungsparameter liegen also innerhalb der Grenzen, welche die asymptotischen Lösungen der RDT für klein- und großskalige Turbulenz beschreiben. Die den Messungen zugrunde liegenden Windstrukturen entsprechen quasi Mischformen der ideellen Turbulenzstrukturen $x_{Lu}/d \rightarrow 0$ und $x_{Lu}/d \rightarrow \infty$. Der Unterschied zwischen der Neigung der gemessenen Spektren nach Abb. 5.8 ($S_{pp} \propto f^{-11/3}$) und den ausgehend von den konditionierten Admittanzfunktionen geschätzten Spektren ist auf Systemstörungen wie nichtlineare Übertragungsmechanismen zurückzuführen, welche sich in den gemessenen Spektren widerspiegeln.

Wegen des wenig konsistenten und stark streuenden Verlaufs der Admittanzfunktionen zu den Winddrücken/-kräften in abgelösten Strömungsbereichen wird auf deren Approximation verzichtet. Gemäß Abb. 5.8 ist der Verlauf der zugehörigen Spektraldichten der Windwirkungen in weiten Frequenzbereichen deutlich flacher als der Verlauf der Druck-/Kraftspektren für direkt angeströmte Wandbereiche; s. a. Abb. 7.11 (Seiten 116, 117). Der von HÖLSCHER [1993] für einen Kreiszylinder beschriebene zunehmend flachere Verlauf der Admittanzfunktionen mit abnehmender Korrelation zwischen Wanddrücken und Turbulenzkomponenten kann durch die Gartow-Messungen indes nicht nachhaltig bestätigt werden - zumindest nicht auf der Grundlage der bis dato vorliegenden Messungen.

Abb. 7.9 stellt einige in Kap. 7.3.1 vorgestellte Ansätze geschätzten Admittanzfunktionen gegenüber. Dabei ist der Vergleich vor dem Hintergrund anzustellen, dass die mittlere Anströmrichtung des zugrunde gelegten Windereignisses nicht exakt senkrecht auf die betrachtete Fassadenwand zeigt; für die im Windkanal bestimmten Admittanzansätze kann dagegen von frontaler Anströmung ausgegangen werden. Zudem sind die Anmerkungen auf Seite 106 zu bedenken.

Der Ansatz nach VICKERY (Gl. (7.3)) überschätzt die in Abb. 7.9 dargestellten Admittanzen $|\chi_{uF}|^2$ zwischen der longitudinalen Turbulenzkomponente u und den fluktuierenden Windkräften F beträchtlich. Der EC1-Ansatz (Gl. (7.4)) beschreibt demgegenüber die gemessenen Admittanzen besser. Der Vorschlag von KAWAI (Gl. (7.6)) zur punktuellen Druckadmittanz zwischen der Turbulenz u und dem Staudruck p eines prismatischen Baukörpers stimmt relativ gut mit der geschätzten Funktion $|\chi_{up}|^2$ überein, obgleich dieser Ansatz ein wenig über den gemessenen Admittanzamplituden liegt. Jene Parameter der Admittanzfunktion nach Gl. (7.10), welche die gemessenen Funktionen optimal approximieren, sind in Abb. 7.9 gegeben.

Eine Verstärkung der zugeführten Energie S_{uu} im Zuge der aerodynamischen Übertragung, wie sie CHENG *et al.* [1992] für niedrige Frequenzen bei Turbulenzintensitäten $< 8\%$ beschreiben, spiegeln die hier diskutierten Messergebnisse, die in Strömungen mit Turbulenzgraden $> 10\%$ aufgezeichnet wurden, nicht wider. CHENGs empirische Admittanzfunktion Gl. (7.7) unterschätzt über den gesamten Frequenzbereich die gemessene Admittanz nach Abb. 7.9 erheb-

¹ In Kap. 7.4.2 wird das Auslaufen der Spektren im hochfrequenten Bereich mittels des Neigungsparameters λ beschrieben ($S_{pp} \propto f^{-\lambda/3}$).

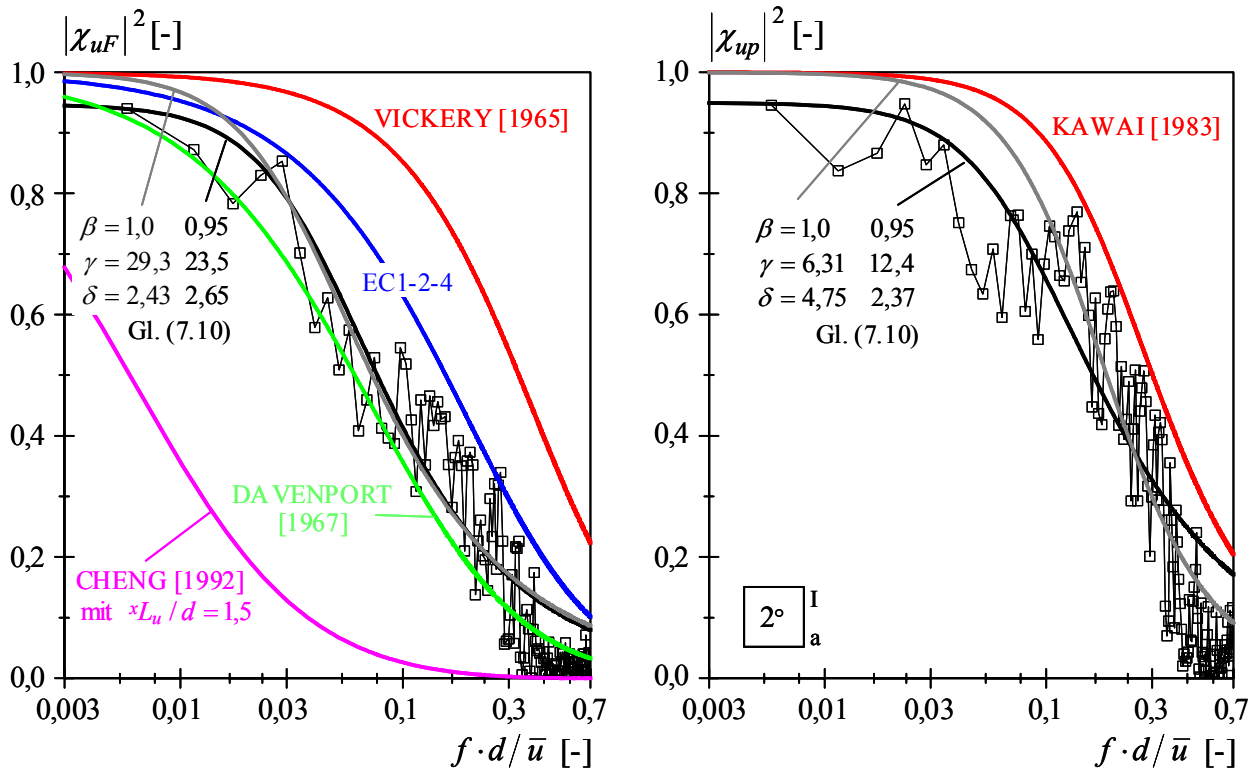


Abb. 7.9 Vergleich gemessener Admittanzen mit Ansätzen aus der Literatur

lich. Der Ansatz basiert allerdings auf Versuchen in turbulenten Strömungen mit bezogenen Längenmaßen $xL_u / d = 0,9 \dots 4,4$, wogegen die hier diskutierten Admittanzen aus Messungen in relativ großskaliger Turbulenz ($xL_u / d > 20$; siehe Tab. 3.1) resultieren.

7.4 TURBULENZKONDITIONIERTE WINDDRUCK- UND WINDKRAFTSPEKTREN

7.4.1 Lineare Übertragung der Turbulenzkomponenten

Mit den Kohärenzen $\gamma_{u_i F}^2$ respektive den konditionierten Admittanzen $|\chi_{u_i F}|^2$ lassen sich die aus einer linearen Übertragung der anströmenden Turbulenzkomponenten $u_i = u, v$ resultierenden Kraftspektren $S_{F:u_i}$ angeben; vgl. Kap. 2.3. Da die Turbulenzkomponenten u und v unkorreliert sind, ist dabei eine simple Addition der Einzelanteile möglich:

$$\begin{aligned} \frac{S_{F:u,v}(f)}{\sigma_F^2} &= \sum_i \frac{S_{F:u_i}(f)}{\sigma_F^2} \\ &= \sum_i |\chi_{u_i F}(f)|^2 \frac{S_{u_i u_i}(f)}{\sigma_{u_i}^2} = \sum_i \gamma_{u_i F}^2(f) \frac{S_{FF}(f)}{\sigma_F^2} \end{aligned} \quad (7.11)$$

In Abb. 7.10 sind die konditionierten Spektren $S_{F:u_i} / \sigma_F^2$ der Windwirkungen auf luvseitige Fassaden den simultan gemessenen Turbulenzspektren $S_{u_i u_i} / \sigma_{u_i}^2$ gegenübergestellt ($\sigma_{u_i}^2 \equiv s_{u_i}^2$). Die den dargestellten Funktionsverläufen zugrunde liegenden Anströmsituationen weisen naturgemäß unterschiedliche Turbulenzstrukturen auf. Die Unterschiede sowohl der longitudinalen als auch der lateralen Spektren sind in den betrachteten Fällen jedoch verhältnismäßig klein, sodass in Abb. 7.10 aus Übersichtgründen jeweils nur ein Turbulenzspektrum je Bild dargestellt ist.

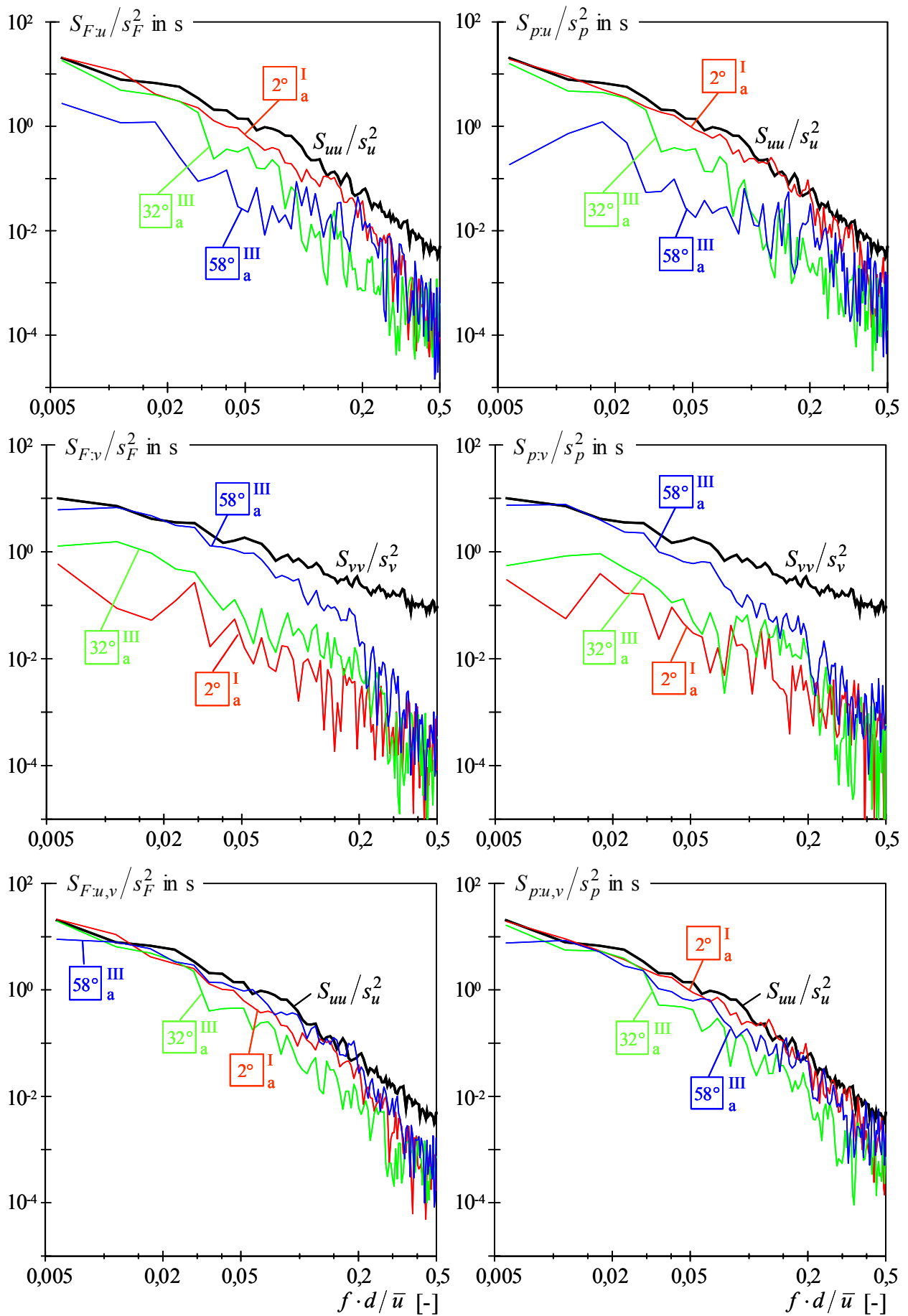


Abb. 7.10 Gegenüberstellung von Turbulenzspektren und konditionierten Kraft- bzw. Druckspektren

Sowohl die gemeinsame Wirkung der longitudinalen und lateralen Turbulenz als auch der Einfluss der einzelnen Turbulenzanteile auf die fluktuierenden Fassadenkräfte F wurden bereits in Kap. 7.2 anhand der gewöhnlichen sowie der multiplen Kohärenzen zwischen den Komponenten der aerodynamischen Übertragung aufgezeigt. Wegen des linearen Zusammenhangs zwischen den Kohärenzfunktionen und den konditionierten Kraftspektren (siehe Gl. (7.11)) gelten die dort dargelegten Erkenntnisse prinzipiell auch für die hier beschriebenen Kraftspektren.

Für die nahezu frontal angeströmte Fassadenwand entspricht das auf die longitudinale Turbulenzkomponente konditionierte Kraftspektrum $S_{F:u}/\sigma_F^2$ nur für sehr kleine Frequenzen $\eta \lesssim 0,03$ in etwa dem normierten Turbulenzspektrum S_{uu}/σ_u^2 (Abb. 7.10). Für den Staupunkt gilt dagegen $S_{p:u}/\sigma_p^2 \cong S_{uu}/\sigma_u^2$ bis $\eta \lesssim 0,10$, was folgerichtig dem Funktionsverlauf der zugehörigen Admittanzfunktion nach Abb. 7.7 eine fast optimale lineare aerodynamische Übertragung in diesem Frequenzbereich impliziert. Allerdings erreicht das konditionierte Spektrum $S_{p:u}/\sigma_p^2$ auch im niederfrequenten Bereich nicht das Gesamtdruckspektrum S_{pp}/σ_p^2 , da gemäß Abb. 7.1 $\gamma_{up}^2(f \rightarrow 0) \cong 0,92$ ist. Der residuale Spektralanteil folgt aus $(1 - \gamma_{up}^2) \cdot S_{pp}/\sigma_p^2$.

Gemäß den Untersuchungen von VICKERY & KAO [1972] an einem prismatischen Körper in turbulenter Gitterströmung gilt $S_{p:u}/\sigma_p^2 \cong S_{uu}/\sigma_u^2$ bis zu einer bezogenen Frequenz $\eta \lesssim 0,10$ für sämtliche Drücke auf der Körperoberfläche - also sowohl für Querschnittsbereiche in anliegender als auch für Bereiche in abgelöster Strömung. Die anhand Abb. 7.10 beschriebenen Ergebnisse bestätigen dieses allein für den Druck im Staupunkt (siehe oben). Für andere Querschnittsbereiche ist $S_{p:u}/\sigma_p^2$ entweder deutlich kleiner als S_{uu}/σ_u^2 oder $S_{p:u}/\sigma_p^2 \cong S_{uu}/\sigma_u^2$ bleibt auf einen sehr niedrigen Frequenzbereich beschränkt.

Für kleine Frequenzen kann näherungsweise von einer optimalen linearen Übertragung der lateralen Turbulenz v auf die Winddrücke p im Zentrum der in einem Winkel von $\bar{\varphi} = 58^\circ$ zur Grundströmungsrichtung liegenden Fassade ausgegangen werden. Für die übrigen in Abb. 7.10 gezeigten Druckspektren ist über das gesamte Frequenzband $S_{p:v}/\sigma_p^2 \ll S_v/\sigma_v^2$. Analoges ist für die konditionierten Spektren $S_{F:u,v}/\sigma_F^2$ zu den auf eine Fassadenfläche wirkenden Windkräften festzustellen.

Die Summe der u - und v -konditionierten Kraftspektren $S_{F:u,v}/\sigma_F^2$ bzw. $S_{p:u,v}/\sigma_p^2$ erreicht über ein relativ breites Frequenzband zumindest annähernd das Niveau der normierten spektralen Dichte der Turbulenzkomponente S_{uu}/σ_u^2 (Abb. 7.10). Gegenüber der alleinigen Berücksichtigung einzelner Turbulenzkomponenten ist vor allem für schräg angeströmte Fassadenbereiche eine entscheidende Anhebung der Amplituden der konditionierten Windwirkungen zu konstatieren.

7.4.2 Lineare und nichtlineare Übertragung der Turbulenzkomponenten

Den in Kap. 7.4.1 beschriebenen Beziehungen zwischen den Turbulenzkomponenten u'_i und den resultierenden Windkräften F' liegen *lineare* Modelle entsprechend $F'_i \propto u'_i \bar{u}$ zugrunde. Wegen der quadratischen Beziehung zwischen den Schwankungsanteilen der Geschwindigkeiten und der Windkräfte ist außerdem ein *nichtlinearer* Anteil $F'_n \propto u'_i |u'_i|$ zu beachten. Um diesen Anteil wird das frequenzabhängige lineare Turbulenzmodell erweitert. Basierend auf der in Kap. 2.3.4 beschriebenen Methode zur Identifikation eines solchen stochastischen Systems ergibt sich das konditionierte Windkraftspektrum $S_{F:u,v,u^2,v^2}$:

$$\begin{aligned} \frac{S_{F:u,v,u^2,v^2}(f)}{\sigma_F^2} &= \sum_i \frac{S_{F:u_i}(f)}{\sigma_F^2} + \frac{S_{F:u_i^2}(f)}{\sigma_F^2} \\ &= \sum_i (\gamma_{F:u_i}^2(f) + q_{F:u_i}^2(f)) \frac{S_{FF}(f)}{\sigma_F^2} \end{aligned} \quad (7.12)$$

$S_{F:u_i^2}$ beschreibt die Spektralanteile der Windkraft infolge der Terme $u'_i |u'_i|$. $q_{F:u_i}^2$ ist die nichtlineare Kohärenzfunktion, welche die quadratische Beziehung zwischen der Eingangsgröße u'_i und der Ausgangsgröße F' erfasst; vgl. Gl. (2.31):

$$q_{F:u_i}^2 = \frac{\left| k_{u_i} \cdot (S_{u_i^3}(f) - 3\sigma_{u_i}^2 S_{u_i F}(f)) \right|^2}{k_{u_i}^2 (S_{u_i^3 u_i^3}(f) - 9\sigma_{u_i}^4 S_{u_i u_i}(f)) \cdot S_{FF}(f)} \quad \text{mit} \quad k_{u_i}^2 = 2/(9\pi\sigma_{u_i}^2) \quad (7.13)$$

Entsprechend den Ausführungen in Kap. 2.3.4 ist die nichtlineare Ausgangsgröße $S_{F:u_i^2}$ mit der aus einer linearen Übertragung resultierenden Ausgangsgröße $S_{F:u_i}$ unkorreliert. Da auch die Turbulenzkomponenten u und v unkorreliert sind, folgt das konditionierte Spektrum $S_{F:u,v,u^2,v^2}/\sigma_F^2$ nach Gl. (7.12) aus der Summe der Einzelanteile.

Alternativ zu Gl. (7.12) lässt sich $S_{F:u,v,u^2,v^2}/\sigma_F^2$ mittels der zugehörigen Admittanzfunktionen beschreiben. Die reelle lineare Übertragungsfunktion $\chi_{u_i F}$ entspricht Gl. (7.9). Die komplexe nichtlineare Admittanz $\xi_{u_i F}$ lässt sich mit den in Kap. 2.3.4 gegebenen Formeln ableiten:

$$|\xi_{F:u_i}(f)|^2 = \left(\frac{2\bar{u}}{k_{u_i}} \right)^2 \left(\frac{\sigma_{u_i}^2}{\sigma_F^2} \right)^2 \frac{|S_{z_{u_i} F}(f)|^2}{S_{z_{u_i} z_{u_i}}^2(f)} \quad (7.14)$$

$S_{z_{u_i} z_{u_i}}$ ist das Autospektrum des zum linearen Signalanteil unkorrelierten nichtlinearen Signalanteils z_{u_i} ; vgl. Abb. 2.8. Das Kreuzspektrum zwischen z_{u_i} und den Kraftschwankungen F entspricht $S_{z_{u_i} F}$. Mit $\sigma_{u_i^3}^2 = 15 \cdot \sigma_{u_i}^6$ ergibt sich aus Gl. (7.14):

$$|\xi_{F:u_i}(f)|^2 = \frac{\pi}{I_{u_i}^2} \frac{1}{18} \frac{\left| \sqrt{15} S_{u_i^3 F}(f)/(\sigma_{u_i^3} \sigma_F) - 3 S_{u_i F}(f)/(\sigma_{u_i} \sigma_F) \right|^2}{\left(\frac{5}{6} S_{u_i^3}(f)/\sigma_{u_i^3}^2 - \frac{1}{2} S_{u_i}(f)/\sigma_{u_i}^2 \right)} \quad (7.15)$$

Ausgehend von den linearen und nichtlinearen Admittanzfunktionen folgt nach HÖLSCHER [1995]:

$$\frac{S_{F:u,v,u^2,v^2}(f)}{\sigma_F^2} = \sum_i \left| \chi_{u_i F}(f) \right|^2 \frac{S_{u_i u_i}(f)}{\sigma_{u_i}^2} + \left| \xi_{u_i F}(f) \right|^2 \left(\frac{\frac{5}{6} S_{u_i^3 u_i^3}(f)}{\sigma_{u_i^3}^2} - \frac{\frac{1}{2} S_{u_i u_i}(f)}{\sigma_{u_i}^2} \right) \quad (7.16)$$

Abb. 7.11 zeigt eine repräsentative Auswahl gemessener Kraft- und Druckspektren sowie der zugehörigen konditionierten Spektren. Die Darstellung schlüsselt die aus den einzelnen Turbulenzkomponenten resultierenden Anteile der fluktuierenden Windwirkungen auf, wobei zwischen linearen und nichtlinearen Übertragungsmechanismen unterschieden wird: $S_{F:u_i}$ ist der Windkraftanteil infolge einer linearen Übertragung $F'_l \propto \bar{u} u'_i$, während $S_{F:u_i^2}$ den auf eine nichtlineare Übertragung $F'_n \propto u'_i |u'_i|$ zurückzuführenden Anteil angibt (siehe oben). Gegenüber dem Gesamtspektrum vernachlässigbar kleine Spektralanteile sind in Abb. 7.11 nicht dargestellt.

Die konditionierten Spektren $S_{F:u,v,u^2,v^2}$ und $S_{p:u,v,u^2,v^2}$ erreichen in keinem Fall die gemessenen Kraft- und Druckspektren S_{FF} resp. S_{pp} . Die Summen der linearen und nichtlinearen Kohärenzen, $\sum_i (\gamma_{F:u_i}^2 + q_{F:u_i}^2)$, sind demnach über den gesamten Frequenzbereich kleiner als Eins. Keines der gemessenen Spektren kann durch das zugrunde gelegte Modell gänzlich erklärt werden. Die Energieübertragung von der Turbulenz auf die am Körper wirkenden Kräfte und Drücke wird nicht vollständig beschrieben. Gründe hierfür wurden bereits bei der Diskussion der Kohärenz- und Admittanzfunktionen genannt. Im Zuge der Diskussion zu den konditionierten Korrelationskoeffizienten (Seite 119 f.) wird hierauf nochmals vertiefend eingegangen. An dieser Stelle sei lediglich angemerkt, dass für eine hinreichende Beschreibung der gemessenen Druck- und Kraftspektren in fast allen Fällen neben der longitudinalen unbedingt die laterale Turbulenzkomponente zu berücksichtigen ist. Der aus einer nichtlinearen Übertragung resultierende Anteil der fluktuierenden Windeinwirkungen ist meist von untergeordneter Bedeutung.

Das Auslaufen der konditionierten Gesamtspektraldichten im hochfrequenten Bereich wird durch die Proportionalität $S_{F:u_i} \propto f^{-\lambda/3}$ mit dem Neigungsparameter λ beschrieben. Eine Zusammenstellung der basierend auf einer optischen Anpassung bestimmten Neigungsparameter λ ist in Tab. 7.2 gegeben. Für die Spektralanteile, welche nur einen kleinen Beitrag zur Gesamtspektraldichte leisten, wird auf die Angabe des Parameters λ verzichtet. Dieses ist z. B. der Fall für die Anteile infolge einer nichtlinearen Übertragung sowie für die aus der lateralen Turbulenz resultierenden Drücke in der Nähe des Staupunkts.

Tab. 7.2 Neigungsparameter λ zur Beschreibung der Spektralverläufe nach Abb. 7.11

Anström- winkel $\bar{\varphi}$	S_{FF}	S_{pp}	$S_{F:u,v}$	$S_{p:u,v}$	$S_{F:u}$	$S_{p:u}$	$S_{F:v}$	$S_{p:v}$
2°	-9,3	-9,0	-9,3	-9,0	-9,3	-9,0	-	-
16°	-7,8	-8,7	-10,5	-10,5	-10,5	-10,5	-11,7	-10,6
45°	-8,1	-7,2	-10,2	-8,7	-11,7	-10,8	-10,2	-11,1
58°	-10,5	-6,3	-12,0	-9,6	-10,5	-9,3	-13,8	-10,8
88°	-10,5	-5,7	-10,2	-9,0	-6,6	-8,7	-11,4	-8,7
135°	-9,6	-11,1	-11,7	-12,6	-12,0	-10,8	-12,9	-13,5
148°	-9,0	-9,0	-12,6	-11,4	-12,6	-13,5	-12,6	-13,2

Die Parameter λ nach Tab. 7.2 entsprechen anderen Neigungen der spektralen Dichten als sich bei Zugrundelegung der aus den approximierten Admittanzverläufen bestimmten Abklingkoeffizienten δ nach Tab. 7.1 ergeben. Die Unterschiede sind auf die verschiedenen Auswertemethoden zurückzuführen. Die in Tab. 7.1 zusammengestellten Abklingkoeffizienten δ wurden basierend auf dem Approximationsansatz gemäß Gl. (7.10) nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate bestimmt, wobei der Admittanzverlauf für bezogene Frequenzen $\eta \leq 0,50$ zugrunde gelegt wurde. Die in Tab. 7.2 gegebenen Neigungsparameter λ folgen dagegen aus einer rein optischen Anpassung, welche sich auf den hochfrequenten Bereich beschränkt.

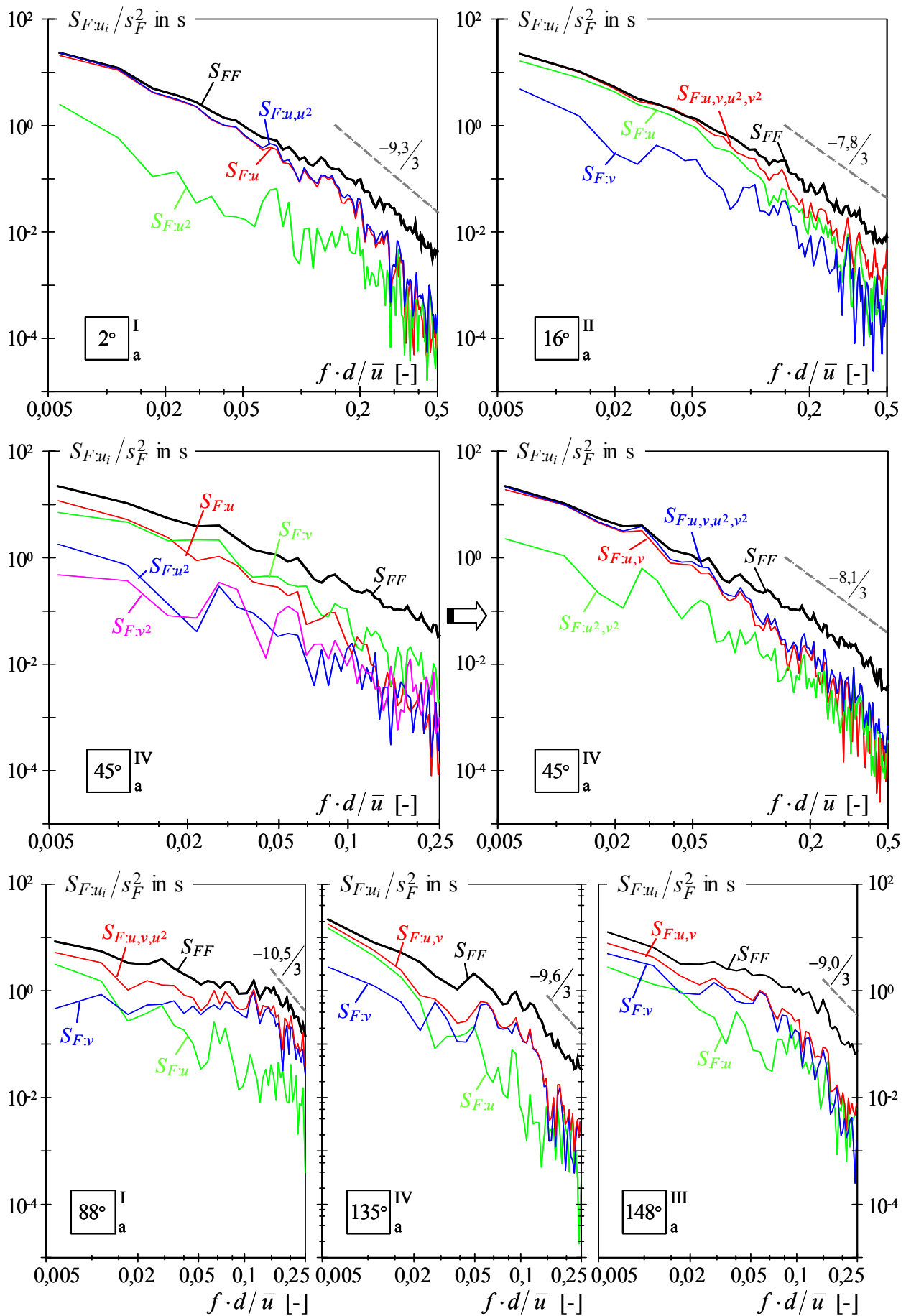


Abb. 7.11a Vergleich gemessener Kraftspektren mit turbulenzkonditionierten Kraftspektren

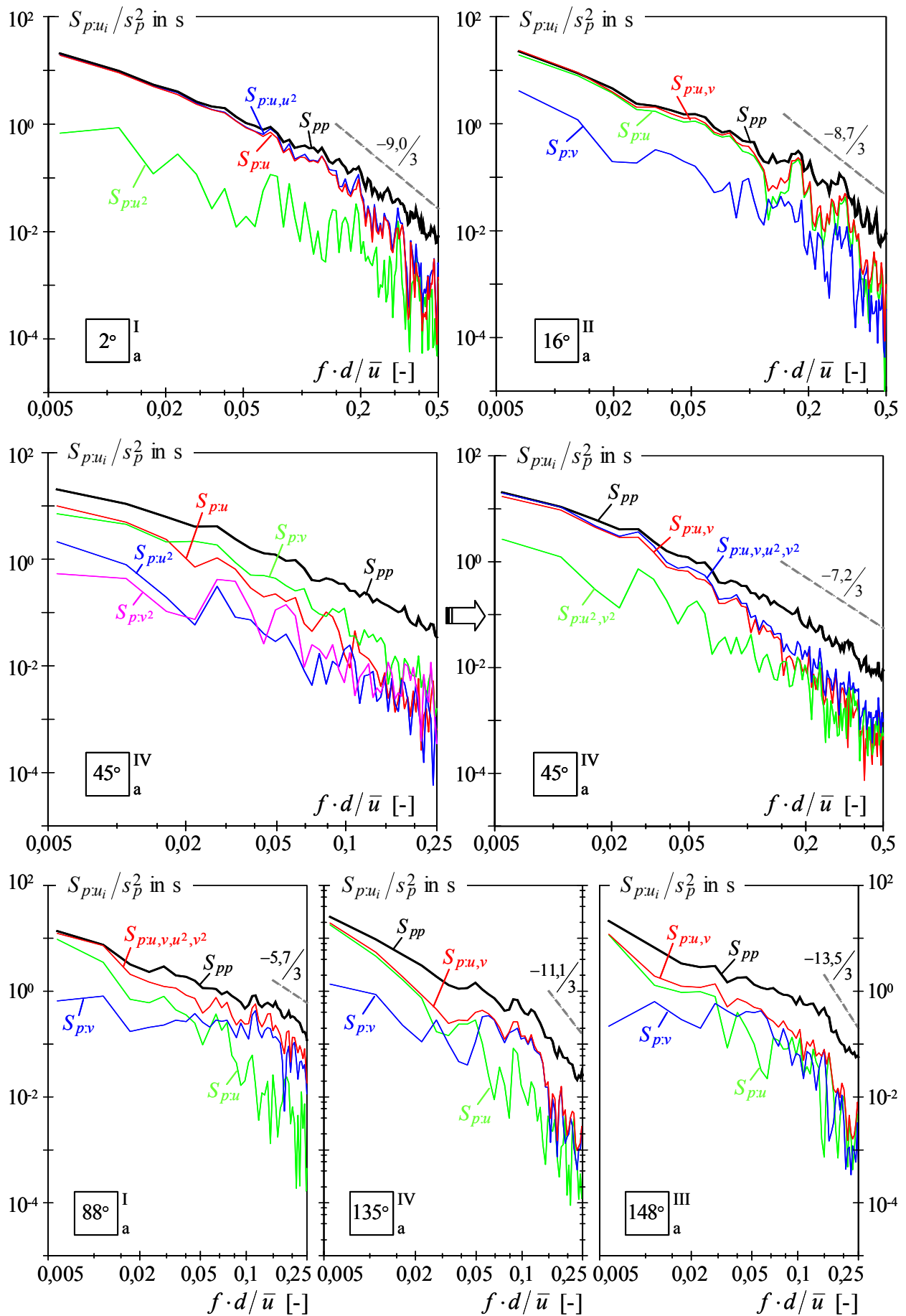


Abb. 7.11b Vergleich gemessener Druckspektren mit turbulenzkonditionierten Druckspektren

Wegen der Wirkung des Flächeneffekts laufen die Spektren S_{FF} zu den Windkräften auf eine Fassadenfläche im hochfrequenten Bereich steiler aus als die vergleichbaren Druckspektren S_{pp} im Fassadenzentrum (Tab. 7.2). Wird von einer Spektralverteilung der anströmenden Turbulenz nach KOLMOGOROFF ausgegangen, folgt für das Auslaufen der Druckspektren im hochfrequenten Bereich gemäß der *rapid distortion theory* in kleinskaliger Turbulenz $S_{pp} \propto f^{-11/3}$ sowie in großskaliger Turbulenz $S_{pp} \propto f^{-5/3}$ (Kap. 5.2.4). Das Abklingen der auf eine lineare Übertragung der longitudinalen Turbulenz konditionierten Druckspektren $S_{p:u}$ wird durch die theoretische Vorgabe für kleinskalige Turbulenz ($\lambda = -11$) annähernd beschrieben, wobei die konditionierten Spektren nach den in Tab. 7.2 gegebenen Neigungsparametern λ meist etwas weniger steil auslaufen als es die Theorie vorsieht; vgl. Kap. 7.3.2.

Die auf eine lineare Übertragung der Turbulenzkomponenten zurückzuführenden Spektralanteile der fluktuierenden Drücke und Kräfte weisen fast durchweg eine größere Neigung im hochfrequenten Bereich auf als die zugehörigen Gesamtspektraldichten. Dieses hat zwei Ursachen: Zum einen verlaufen die Spektralanteile infolge einer nichtlinearen Übertragung meist flacher als die linear bedingten Anteile der Druck- bzw. Kraftspektren; zum anderen verstärken offensichtlich Einflüsse, welche durch das Modell nicht erfasst werden, das gegenüber den turbulenzkonditionierten Spektren flachere Auslaufen der gemessenen Spektren. Auf der Grundlage der vorliegenden Messergebnisse kann allerdings keine zweifelsfreie Aussage zur Abhängigkeit des Neigungsparameters λ von der Lage der Fassaden zur Anströmrichtung gemacht werden. Dieses gilt sowohl für die konditionierten als auch für die gemessenen spektralen Dichten.

Die durch das turbulenzkonditionierte Modell nicht erklärten Schwankungsanteile der gemessenen Windkräfte beschreibt die residuale Spektraldichte S_a :

$$\frac{S_a(f)}{\sigma_F^2} = \left(1 - \sum_i (\gamma_{F:u_i}^2(f) + q_{F:u_i}^2(f))\right) \frac{S_{FF}(f)}{\sigma_F^2} \quad (7.17)$$

Den größten absoluten Beitrag zur Varianz des residualen Spektralanteils liefern gemäß Abb. 7.12 bezogene Frequenzen $\eta \leq 0,2$. Im Vergleich zu den gemessenen Kraft- und Druckspektren weist allerdings der Frequenzbereich $\eta \geq 0,2$ die größten relativen Abweichungen von den durch das Modell begründeten Spektraldichten auf. Für große Frequenzen nimmt die Korrelation zwischen der anströmenden Turbulenz und den resultierenden Einwirkungen stark ab. Demnach gilt für Frequenzen $f \gg 0$: $(\gamma_{F:u_i}^2 + q_{F:u_i}^2) \rightarrow 0$ und damit $S_a / \sigma_F^2 \cong S_{FF} / \sigma_F^2$. Der absolute Anteil großer Frequenzen an der Varianz der residualen Kraft- und Druckschwankungen bleibt indes klein. Für die Windeinwirkungen auf Fassaden in abgelöster Strömung ist der Anteil des residualen Spektrums an der Gesamtspektraldichte größer als für direkt angeströmte Wandbereiche. Der Anteil des hochfrequenten Bereichs an der Gesamtvarianz des Prozesses der Windwirkungen nimmt dabei für strömungsparallele und leeseitige Querschnittsbereiche zu. Hier dominieren körperinduzierte Kraft- und Druckschwankungen.

In Erweiterung des quasi-stationären Admittanzmodells nach Kap. 6 erfasst das den zuvor beschriebenen Auswertungen zugrunde liegende *stationäre Stromfadenmodell* zusätzlich die Abhängigkeit der aerodynamischen Übertragung von der Frequenz. Wie gut dieses Modell die dynamischen Windeinwirkungen auf die Messfassaden beschreibt, kann durch das Verhältnis der modellierten, also der konditionierten Varianzen zu den gemessenen Varianzen der Einwirkungen ausgedrückt werden:

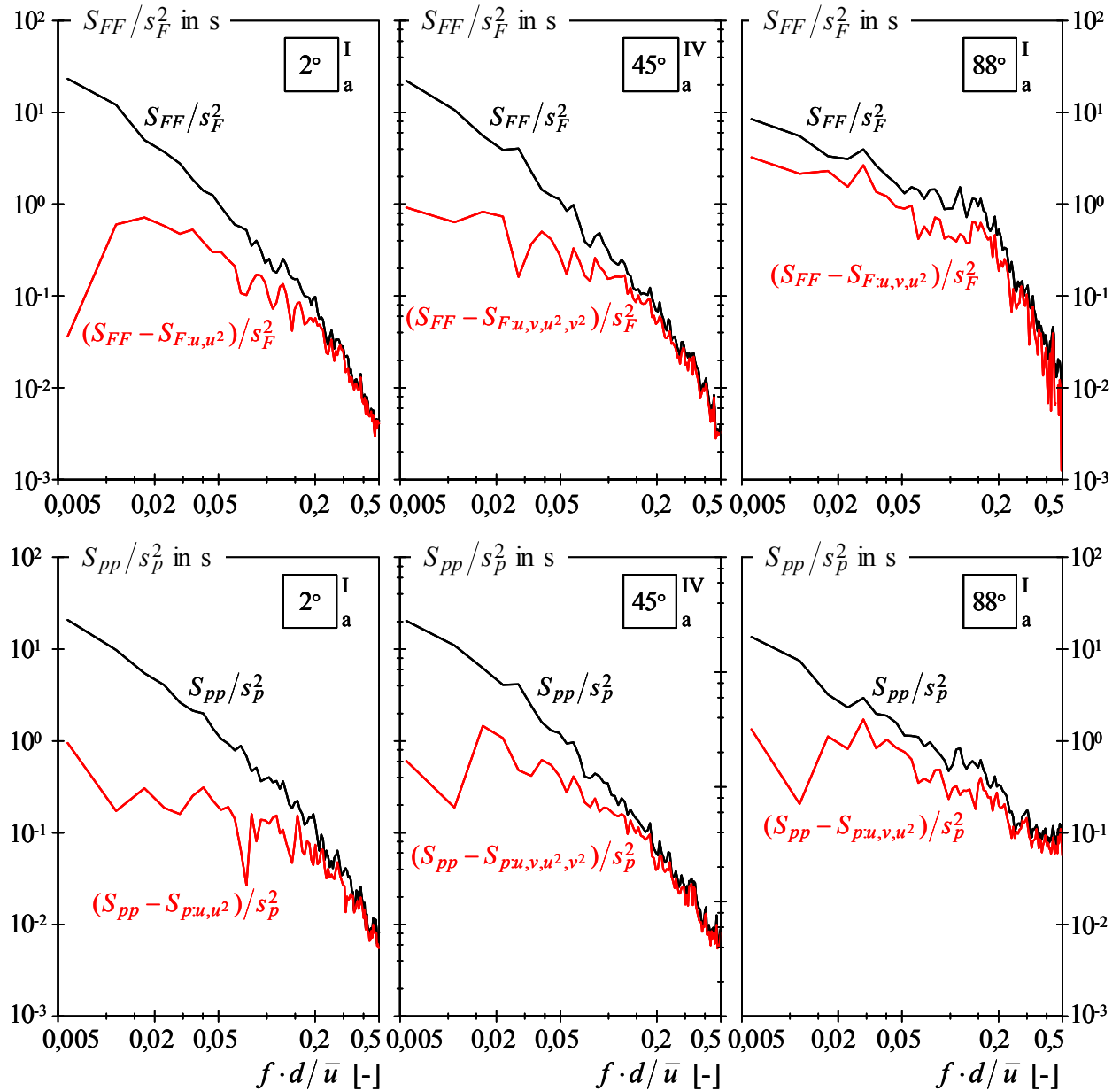


Abb. 7.12 Residuale Kraft- und Druckspektren

$$\rho_{F:u,v,u^2,v^2}^2 = \frac{\sigma_{F:u,v,u^2,v^2}^2}{\sigma_F^2} = \sum_i \int_0^\infty \left(\frac{S_{F:u_i}(f)}{\sigma_F^2} + \frac{S_{F:u_i^2}(f)}{\sigma_F^2} \right) df \quad (7.18)$$

Mit dem konditionierten multiplen Korrelationskoeffizienten $\rho_{F:u,v,u^2,v^2}^2$ wird der auf die Anströmturbulenz zurückzuführende Anteil der fluktuierenden Windkraft quantifiziert. Wegen der statistischen Unabhängigkeit der verschiedenen Übertragungsglieder lässt sich dabei unterscheiden zwischen der Wirkung einzelner Turbulenzkomponenten, jeweils aufgeschlüsselt in Einwirkungen infolge einer linearen und nichtlinearen Übertragung. Anschaulich entspricht $\rho_{F:u,v,u^2,v^2}^2$ der Fläche zwischen dem Gesamtspektrum S_{FF} / σ_F^2 und dem residualen Spektrum S_a / σ_F^2 ; vgl. Abb. 7.12. Die Koeffizienten gemäß Gl. (7.18) sind im Übrigen nicht zu verwechseln mit den Peaks der normierten Kreuzkorrelationsfunktionen nach Kap. 6.4.3.

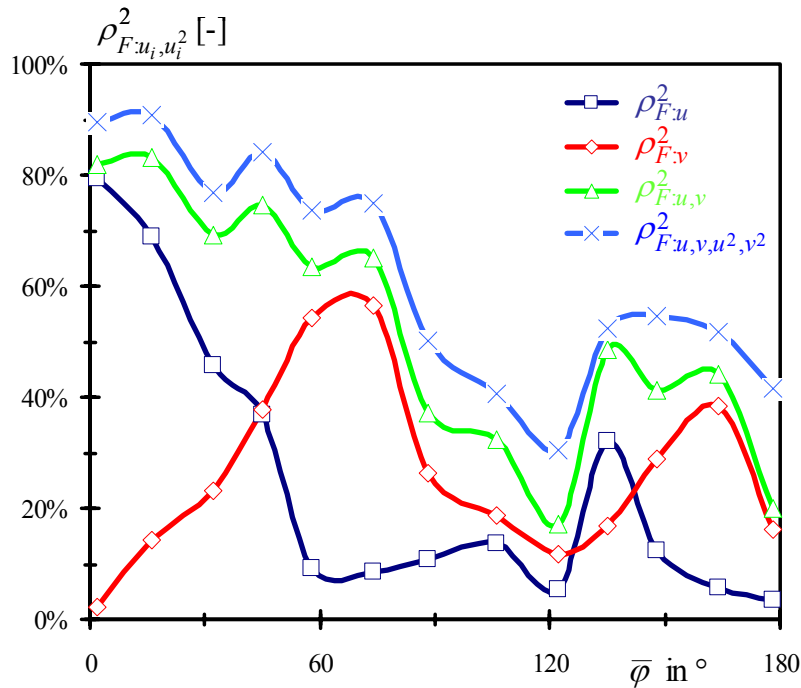


Abb. 7.13

Konditionierte Korrelationskoeffizienten zwischen Windkraft F und Turbulenzkomponenten u, v

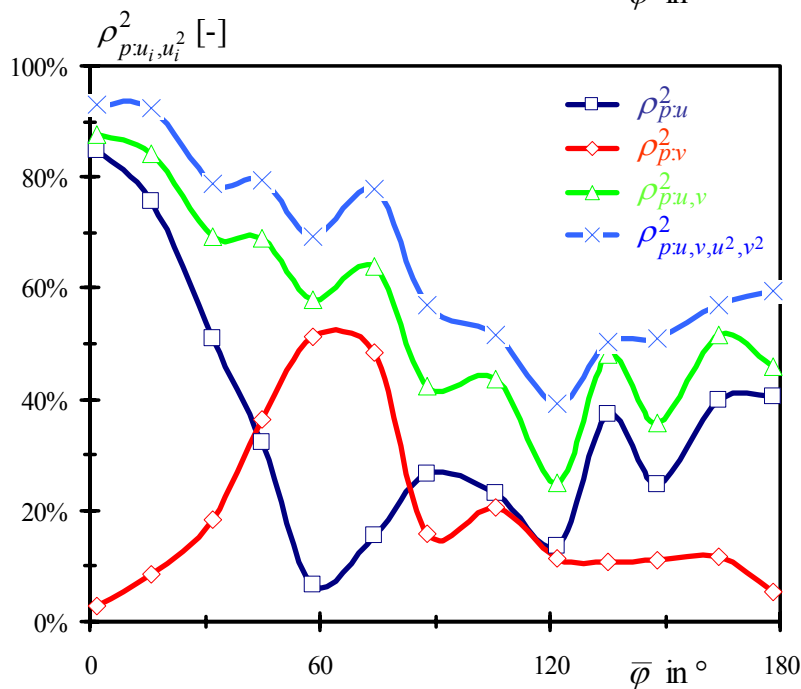


Abb. 7.14

Konditionierte Korrelationskoeffizienten zwischen Winddruck p und Turbulenzkomponenten u, v

In welchem Umfang die einzelnen Turbulenzkomponenten zu den Varianzen der gemessenen Windeinwirkungen beitragen, zeigen Abb. 7.13 und 7.14. Zum einen sind die Korrelationskoeffizienten $\rho_{F:u_i}^2$ zu den Fassadenkräften F dargestellt (Abb. 7.13), zum anderen die Koeffizienten $\rho_{p:u_i}^2$ zu den Drücken p im Fassadenzentrum (Abb. 7.14). Die Koeffizienten sind jeweils über dem mittleren Anströmwinkel $\bar{\varphi}$ der Fassadenwände aufgetragen. Sie wurden gemäß Gl. (7.18) mittels Integration der spektralen Dichten bestimmt. Da die Amplituden der Leistungsdichten im Bereich großer Frequenzen meist stark streuen, wurde dabei als Integrationsobergrenze $\eta = 0,3$ gewählt, um Fehlinterpretationen zu vermeiden. Der dadurch berücksichtigte Frequenzbereich beinhaltet nahezu die gesamte Energie eines Prozesses. Offensichtliche Fehlschätzungen, spe-

ziell bei der Angabe der Spektralanteile infolge der nichtlinearen Übertragung, fanden keine Beachtung.

Die Verläufe der Korrelationskoeffizienten zu den Winddrücken und -kräften sind qualitativ ähnlich. Dieses gilt insbesondere für die luvseitigen Fassadenbereiche. Die Druckschwankungen im Zentrum nahezu frontal angeströmter Fassadenwände ($\bar{\varphi} \leq 20^\circ$) werden dabei durch das instationäre Stromfadenmodell etwas besser beschrieben als die vergleichbaren Fluktuationen der auf die gesamte Fassade wirkenden Kräfte. Für schräg angeströmte Fassaden ist diesbezüglich kein einheitliches Bild zu erkennen, während für leeseitige Querschnittsbereiche das Modell die fluktuierenden Drücke wiederum besser beschreibt als die Kräfte.

Erwartungsgemäß ist der Einfluss der lateralen Turbulenzkomponente auf die luvseitigen Windwirkungen deutlich kleiner als derjenige der longitudinalen Komponente. Für die nahezu senkrecht angeströmte Fassade beträgt der Anteil der lateralen Turbulenz an den Druck- bzw. Kraftschwankungen zwar etwa 3%, dieser Anteil resultiert jedoch aus Ungenauigkeiten, die bereits in Kap. 6.5 im Zusammenhang mit den Peakkorrelationen erläutert worden sind. Der multiple Korrelationskoeffizient $\rho_{F:u,v,u^2,v^2}^2$ wird für Anströmwinkel bis $\bar{\varphi} \cong 40^\circ$ überwiegend durch den Anteil der longitudinalen Turbulenz $\rho_{F:u}^2$ bestimmt. Bei einer Anströmung „über Eck“ ($\bar{\varphi} = 45^\circ$) sind die Anteile $\rho_{F:u}^2$ und $\rho_{F:v}^2$ beinahe gleich groß. Entsprechendes gilt für die vergleichbaren Korrelationskoeffizienten zu den Drücken p . Die Einwirkungen auf annähernd strömungsparallele Fassaden ($\bar{\varphi} \cong 60 \dots 80^\circ$) werden besonders durch die laterale Turbulenzkomponente bestimmt; die Wirkung der longitudinalen Komponenten auf diese Querschnittsbereiche ist quasi vernachlässigbar. Für die Windeinwirkungen auf Fassaden, die in einem Winkel $\bar{\varphi} \geq 80^\circ$ zur Grundströmung liegen, verliert die laterale Turbulenz wieder an Bedeutung; das Gewicht der longitudinalen Komponente verbleibt auf einem relativ niedrigen Niveau.

Für die luvseitigen Querschnittsbereiche können insgesamt ca. 65 ... 95% der gemessenen Kraft- und Druckschwankungen durch das instationäre Stromfadenmodell erklärt werden. In abgelöster Strömung beträgt dieser Anteil noch etwa 30 ... 50%. Für jene Oberflächenbereiche eines Kreiszylinders in anliegender Strömung führt HÖLSCHER [1993] bei Ansatz des in der vorliegenden Arbeit ebenfalls angewandten Stromfadenmodells 40 ... 79% der Druckvarianz auf die turbulente Anströmung zurück; in abgelöster Strömung betrage der entsprechende Anteil noch 18 ... 37%. Basierend auf einer hierzu analogen Auswertung von Windkanalversuchen an einem zylindrischen Körper mit quadratischem Grundriss ist die Turbulenz für bis zu 63% der Druckvarianzen auf der Stirnseite des Körpers verantwortlich, während bei einer Anströmung „über Eck“ sich maximal 67% der mittleren dynamischen Drücke auf der luvseitigen Wand durch die turbulente Anströmung erklären lassen [HÖLS 1995]. Die Druckmesspunkte waren dabei in einer Höhe von 70% bezogen auf die Modellhöhe angeordnet.

Gegenüber den Windkanaluntersuchungen von HÖLSCHER lassen sich gemäß den in dieser Arbeit beschriebenen Feldversuchen - ebenfalls am Quadratquerschnitt - deutlich größere Anteile (bis zu 93%) der gemessenen Windwirkungen durch das turbulenzkonditionierte Modell beschreiben (siehe oben). Dieses ist insofern bemerkenswert, da im Windkanal ungleich definierte Bedingungen vorliegen als in der Natur. Eine determinierte Erklärung für die recht unterschiedlichen Modellschärfen kann nicht gegeben werden. Die Abweichungen sind eventuell auf die unterschiedlichen Turbulenzstrukturen zurückzuführen: Bei den eigenen Feldmessungen betrugen die bezogenen Integrallängenmaße $xL_u / d = 20 \dots 46$ (Tab. 3.1), während den Windka-

nalversuchen von HÖLSCHER Längenmaße $xL_u / d = 4$ zugrunde lagen. Vermutlich werden in großskaliger Turbulenz die Windwirkungen durch das verwendete Stromfadenmodell besser beschrieben als in kleinskaliger Turbulenz. Zudem steht zur Diskussion, inwiefern die Form der umströmten Körper bzw. die darauf betrachteten Oberflächenbereiche die Modellgüte beeinflussen.

Nach den eigenen Untersuchungen beträgt bei Zugrundelegung des angewandten frequenzabhängigen Modells der aus einer nichtlinearen Übertragung der Turbulenzkomponenten resultierende Anteil der dynamischen Windwirkungen meist deutlich weniger als 8%. Für leeseitige Fassadenbereiche werden jedoch in wenigen Fällen recht hohe Werte geschätzt: $\rho_{F:u^2}^2(\bar{\varphi} = 178^\circ) = 14,9\%$ und $\rho_{p:u^2}^2(\bar{\varphi} = 148^\circ) = 12,4\%$. Zwar wird in Kap. 6.4.1 die Abminderung der mittleren dynamischen Systemantwort infolge der Vernachlässigung nichtlinearer Geschwindigkeitsschwankungsterme bei der Angabe der Windlasten ähnlich hoch beziffert, die dort beschriebenen Untersuchungen beziehen sich allerdings auf stark turbulente Strömungen. Dagegen liegen den in diesem Kapitel diskutierten Messergebnissen Windereignisse mit recht niedrigen Turbulenzgraden zugrunde.

Nach HÖLSCHER [1995] liegt der aus der nichtlinearen Übertragung der longitudinalen Geschwindigkeitskomponente resultierende Anteil der Varianz der luvseitigen Wanddrücke eines "über Eck" angeströmten Rechteckzylinders bei ca. 18%. Bei frontaler Anströmung betrage dieser Anteil weniger als 2%. THOMAS *et al.* [1995] gebrauchen zur spektralen Beschreibung in der Natur gemessener Windeinwirkungen ein Modell, das dem in der vorliegenden Arbeit angewandten Modell ähnlich ist. Sie beziffern die auf nichtlineare Übertragungsmechanismen zurückzuführenden Varianzen der Windeinwirkungen auf bis zu 20%. PRENNINGER [1991] sieht bei Ansatz eines ausschließlich lineare Schwankungsanteile berücksichtigenden Übertragungsmodells eine signifikante Unterschätzung der fluktuierenden Windkräfte.

Bis auf die weiter oben erwähnten Ausnahmen können die im vorstehenden Absatz beschriebenen Ergebnisse durch die Gartow-Messungen nicht nachhaltig bestätigt werden. Der nach der konditionierten Spektralanalyse in einigen Fällen relativ große Einfluss der nichtlinearen Übertragungsglieder auf die Winddrücke bzw. -kräfte ist eventuell auf statistische Unsicherheiten bei der Schätzung der zugehörigen spektralen Parameter zurückzuführen. Eine schlüssige Interpretation diesbezüglich steht noch aus; vgl. [HÖLS 1995]. Meist werden die dynamischen Windlasten bei Vernachlässigung von Geschwindigkeitsschwankungstermen höherer Ordnung nicht übermäßig unterschätzt. Allein in hochturbulenter Strömung ist es angezeigt, nichtlineare Geschwindigkeitsschwankungsterme zu berücksichtigen (Kap. 6.4.1).

Kapitel 8

Verteilungen von Windkräften

8.1 WAHRSCHEINLICHKEITSVERTEILUNGEN

Sowohl die longitudinale als auch die laterale Geschwindigkeitskomponente der Windturbulenz können näherungsweise als normal-verteilt vorausgesetzt werden (Abb. 4.8). Für die Bemessung windsensitiver Bauwerke oder von Einzelbauteilen wie Fassadenelementen, für welche die Einwirkungen infolge Wind maßgeblich sind, ist allerdings weniger die Verteilung der Turbulenzkomponenten von Bedeutung, vielmehr ist die Verteilung der an den Bauwerksoberflächen wirkenden Winddrücke und -kräfte von Interesse. Wegen des nichtlinearen Zusammenhangs zwischen der Turbulenz und den resultierenden Einwirkungen stellt sich die Frage, inwieweit die auf einem linearen Übertragungsmodell basierende Annahme GAUSS-verteilter Windkräfte gerechtfertigt ist. Obwohl beispielsweise die Windeinwirkungen auf Bauwerksbereiche in anliegender Strömung überwiegend auf die turbulente Anströmung zurückzuführen sind, weichen die zugehörigen Verteilungen mit wachsender Turbulenzintensität zunehmend vom GAUSSschen Verteilungstyp ab: Die Abweichungen in turbulenzarmer Strömung ($I_u < 10\%$) sind zwar marginal, bei relativ hohen Turbulenzgraden ($I_u > 20\%$) ist der Unterschied jedoch signifikant [HOLM 1981]; vgl. Kap. 6.4.

In Kap. 6 sind die auf einen Bauwerksstreifen wirkenden dynamischen Windkräfte unter Zugrundelegung eines quasi-stationären Admittanzansatzes beschrieben. Hiervon ausgehend lassen sich auch die auf einzelne Querschnittsbereiche wirkenden Kräfte angeben. Für die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion der Windkräfte F_f auf eine Messfassade ergibt sich:

$$p_{F_f}(F_f) = \frac{1}{\pi \sigma_u \sigma_v} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\left| \rho A a_f (\bar{u} + u') \right|} \exp \left(-\frac{u'^2}{2 \sigma_u^2} - \frac{v_*^2}{2 \sigma_u^2} \right) du \quad (8.1)$$

$$\text{mit } v_* = \frac{2}{\left| A a_f (\bar{u} + u') \right|} \left(\frac{F_f}{\rho} - \bar{c}_f \bar{u} u' - \frac{\bar{c}_f}{2} u'^2 + \frac{\bar{c}_f}{2} \sigma_u^2 \right)$$

Gl. (8.1) folgt aus der in Kap. 2.2.1 gegebenen Rechenvorschrift für die Dichtefunktion, welche die additive Überlagerung von zwei unkorrelierten Zufallsgrößen (hier: u und v) erfasst; vgl. KAWAI [1983]. Sie lässt sich ohne weiteres numerisch lösen. Die aerodynamische Übertragung wird mittels gewöhnlicher Beiwerte c_f ($\equiv c_{F_f}$) sowie linearisierender *Buffeting*-Beiwerte a_f ($\equiv a_{F_f}$) beschrieben. Letztere berücksichtigen den Schwankungsanteil der Beiwerte infolge der Windrichtungsänderungen; vgl. Kap. 6.2. Der quadratische Term der longitudinalen Geschwindigkeitsschwankungen wird in Gl. (8.1) ebenfalls erfasst.

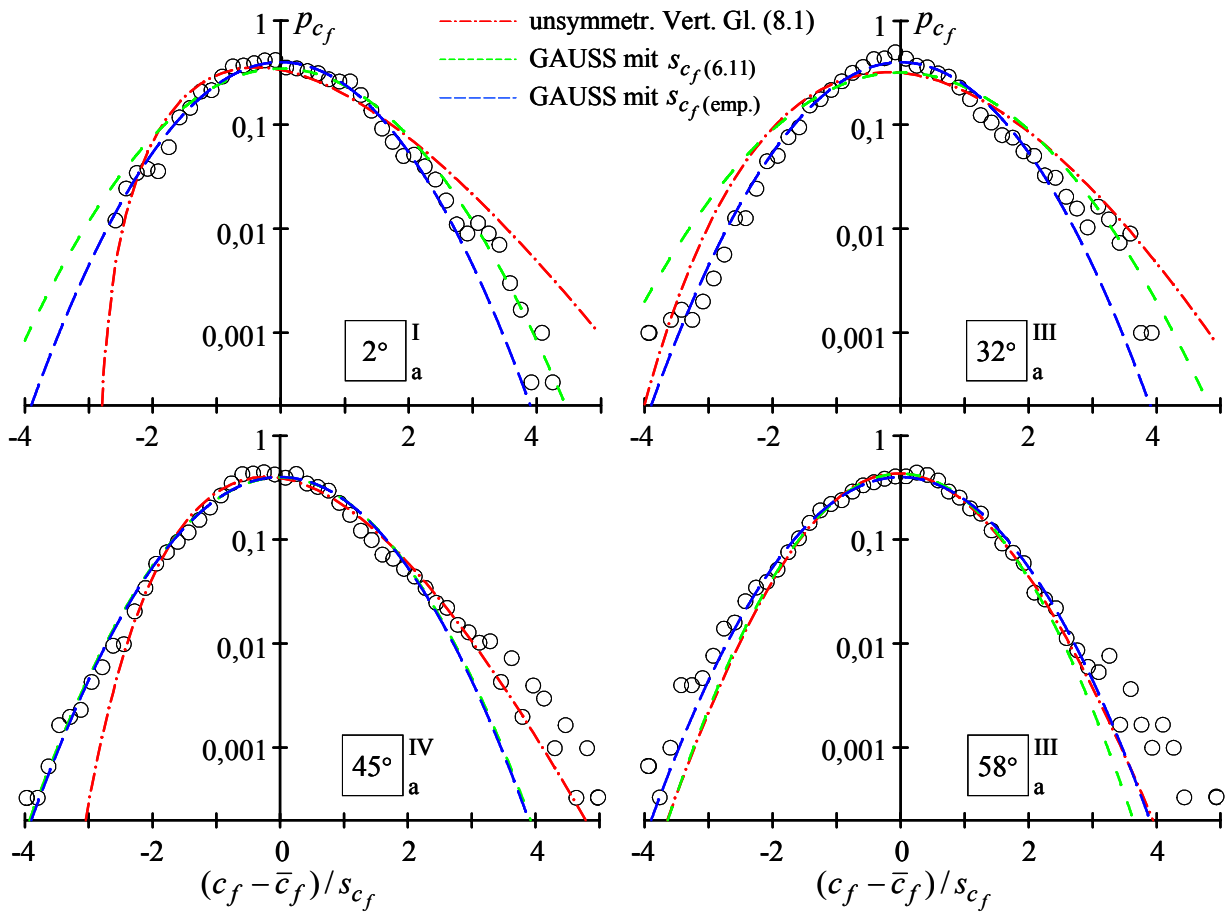


Abb. 8.1 Verteilungsdichten aerodynamischer Beiwerte für den Luvbereich

Abb. 8.1 und 8.2 zeigen Verteilungsdichten p_{c_f} der aerodynamischen Beiwerte c_f . Die Merkmalsachsen sind vergleichbar der Definition des Spitzenfaktors nach Gl. (2.4) auf den Mittelwert \bar{c}_f und die Standardabweichung s_{c_f} bezogen: $g_{c_f} = (c_f - \bar{c}_f)/s_{c_f}$. Neben den gemessenen Verteilungen sind diverse theoretische Funktionen dargestellt: GAUSS-Verteilungen, einerseits ausgehend von der Standardabweichung $s_{c_f, \text{emp.}}$ des Messschriebes, andererseits basierend auf der Standardabweichung $s_{c_f(6.11)}$ analog Gl. (6.11), sowie die unsymmetrische Verteilung nach Gl. (8.1). Diese Verteilungen basieren auf den aus Messschrieben der Windmonitore und Kraftmesszellen geschätzten statistischen Parameter der anströmenden Turbulenz und der resultierenden Einwirkungen. Größtenteils sind die Verteilungen der luvseitig wirkenden Windkräfte linkschief (Abb. 8.1) und die der strömungsparallelen und leeseitigen Windkräfte rechtsschief (Abb. 8.2). Die Schiefen sind auf die in üblichen Windlastansätzen nicht erfassten nichtlinearen Glieder bei der aerodynamischen Übertragung zurückzuführen.

Für die Bemessung von Bauteilen in anliegender Strömung interessieren oft lediglich die extremen Druckbeiwerte. Diese liegen im positiven Arm der Verteilung. Für Anströmwinkel $\bar{\varphi} \lesssim 30^\circ$ lassen sich gemäß Abb. 8.1 die zugehörigen Kraftbeiwerte hinreichend genau mittels linearisierender Ansätze des quasi-stationären Modells beschreiben. Dieses gilt insbesondere für jene Verteilungen, denen $s_{c_f(6.11)}$ zugrunde liegt. Für Anströmwinkel $\geq 30^\circ$ gelingt in den meisten Fällen nur mit Gl. (8.1), also bei ergänzender Berücksichtigung nichtlinearer Geschwin-

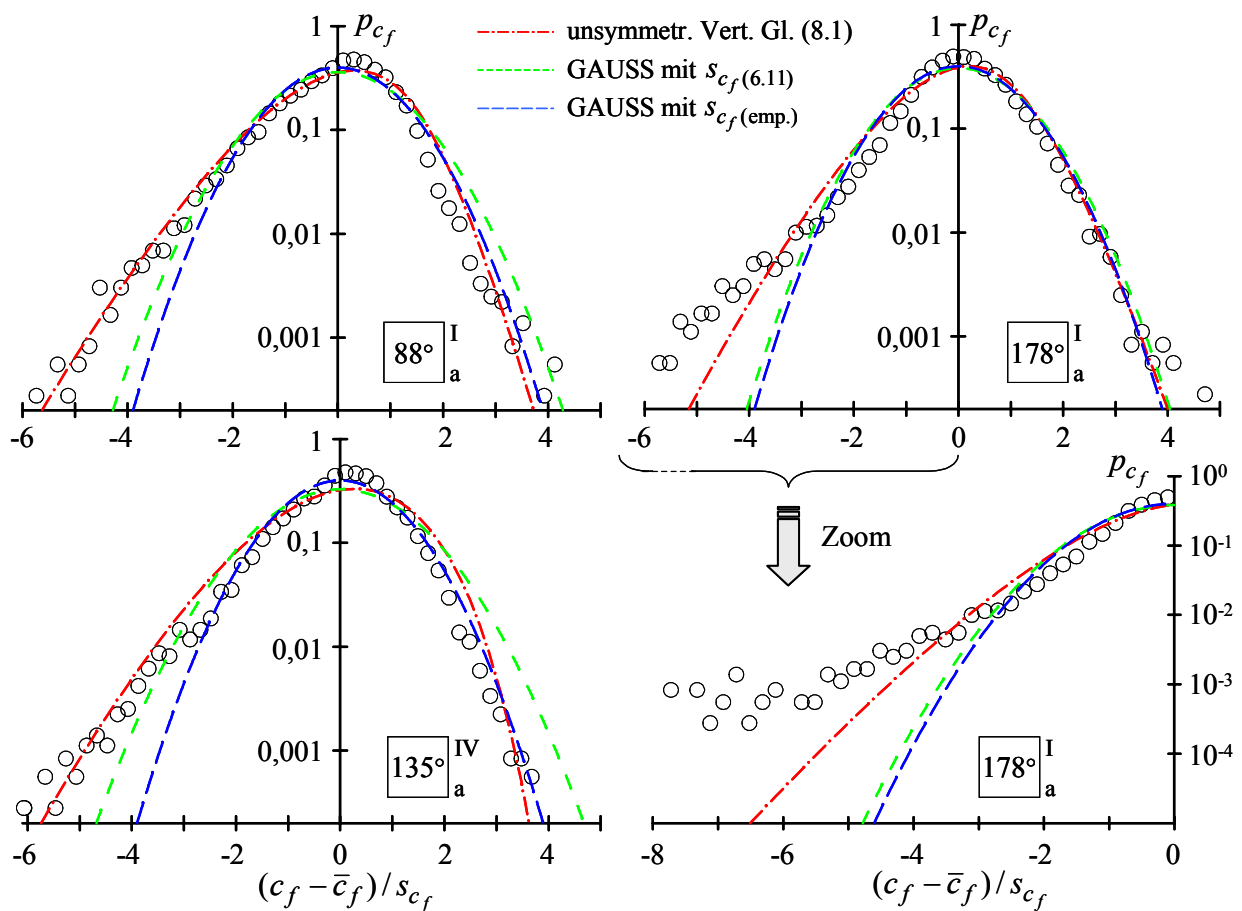


Abb. 8.2 Verteilungsdichten aerodynamischer Beiwerte für strömungsparallele und leeseitige Bereiche

digkeitsschwankungsterme, eine hinreichend genaue Approximation der gemessenen Kraftbeiwerte in den Ausläufen des positiven Verteilungsarms.

Die Verteilungen der auf Fassadenwände in abgelöster Strömung wirkenden Windkräfte weichen insbesondere im negativen Arm klar vom GAUSSschen Typ ab (Abb. 8.2). Die Asymptoten im negativen Merkmalsbereich verlaufen verhältnismäßig flach. Die Verteilungen weisen annähernd eine exponentielle Form auf. Bezogen auf die mittlere Windkraft betragen viele Messwerte mehr als das 6-fache der Standardabweichungen der fluktuierenden Kräfte. Die tatsächliche Auftretenswahrscheinlichkeit negativer Extremwerte ist deutlich größer als die basierend auf einer GAUSSschen Verteilung vorhergesagte Wahrscheinlichkeit. Eine solche Unterschätzung betrifft speziell die stark belasteten Fassaden in den Sogbereichen eines Bauwerks nahe den Schnittkanten von Dach- und Wandflächen. Die negativen Spitzenwerte sind vor allem auf körperinduzierte Kraftschwankungen zurückzuführen; siehe Seite 127.

Eine deutlich verbesserte Beschreibung der Verteilungen von Windsogkräften gelingt bei Zugrundelegung der unsymmetrischen Verteilung nach Gl. (8.1). Für eine Fassadenwand im Leebereich des umströmten Körpers (178°-Anströmung) werden jedoch auch bei Ansatz von Gl. (8.1) die negativen Extremwerte erheblich unterschätzt. Um das Ausmaß dieser Abweichungen herauszustellen, ist der negative Merkmalsbereich in Abb. 8.2 vergrößert dargestellt. Beispielsweise für $(c_f - \bar{c}_f)/s_{c_f} = -6,0$ liegt die Auftretenswahrscheinlichkeit der gemessenen Windkräfte um ca. 3 Größenordnungen höher als jene, die sich nach Gl. (8.1) ergibt. Die Abwei-

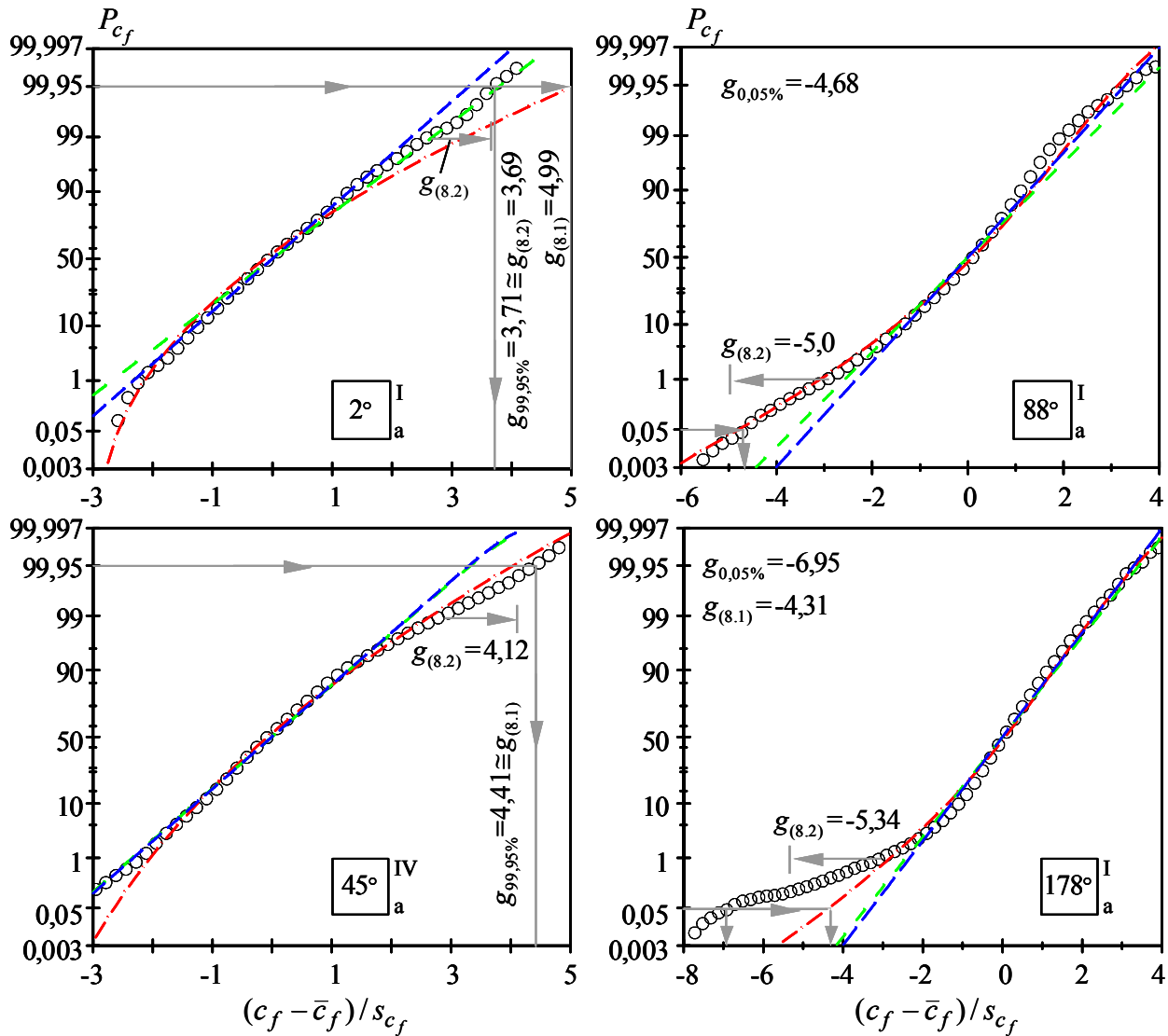


Abb. 8.3 Verteilungsfunktionen aerodynamischer Beiwerte auf Wahrscheinlichkeitspapier (Normalverteilung); Kurvenlegende siehe Abb. 8.2¹

chungen der Messwerte bezogen auf die linearen Ansätze zu den Windkraft-Verteilungen liegen noch um ein Vielfaches höher. Dementsprechend unsicher ist eine Bemessung auf der Grundlage linearer Methoden.

Die Summenhäufigkeiten P_{c_f} einiger in Abb. 8.1 und 8.2 dargestellter Verteilungen zeigt Abb. 8.3. Die Ordinaten in Abb. 8.3 sind nach der GAUSSschen Verteilungsfunktion skaliert. In dieser Darstellung ergibt sich für eine normal-verteilte Merkmalsgröße eine Gerade, die mit zunehmender Standardabweichung steiler verläuft. Abb. 8.3 spiegelt die bereits zuvor beschriebenen Effekte wider: Vor allem die für die Bemessung relevanten Ausläufe der Verteilungen zeigen z. T. große Abweichungen zwischen den Messergebnissen und den auf verschiedenen Modellen basierenden Schätzungen. Dieses ist besonders evident für die negativen Extremwerte der Windkräfte auf Fassadenelemente in abgelöster Strömung.

¹ $g_{(8.1)}$ und $g_{(8.2)}$ sind die mit Gl. (8.1) bzw. (8.2) geschätzten Spitzenfaktoren der 99,95%- bzw. 0,05%-Fraktile.

MILFORD & WALDECK [1988] fassten vier, im Dacheckbereich eines Flugzeughangars angeordnete Druckmesspunkte zu *einem* instationären Druck zusammen, der den mittleren Druck auf eine ca. 5 x 5 m große Fläche - vergleichbar den Abmessungen der hier untersuchten Fassadenelemente - repräsentiere. Dabei wiesen die Zeitschriebe der Flächen-gemittelten Drücke nicht die bei den Einzelsignalen beobachteten zwischenzeitlichen Peaks auf, welche auf hochfrequente Anteile der körperinduzierten Turbulenz zurückzuführen sind.¹ Diese Anteile treten lokal auf, so dass sich ihre absolute Größe bei einer Mittelung über verhältnismäßig große Entfernungen relativiert (Stichwort: räumliche Filterung).² MILFORD & WALDECK nennen für die Einzelmesspunkte maximale Spitzenfaktoren $g_{c_p}(P) = -14,3 \dots -5,2$ sowie für die gemittelten Drücke verschiedener Messstellen $g_{c_p}(P) = -5,8 \dots -3,7$. Vergleichbare Ergebnisse fanden HOSOYA *et al.* [1999] für den Firstbereich eines Satteldachs.

Ein Vergleich der am Mast Gartow gemessenen Spitzenfaktoren zu den Fassadenkräften mit denen zu den diskreten Drücken im Fassadenzentrum belegt nicht den zuvor beschriebenen signifikanten Abfall der Spitzenfaktoren als Folge des Effekts der räumlichen Filterung. So weisen entsprechend den im folgenden Kap. 8.3 behandelten Extremwertverteilungen eine Vielzahl gemessener Fassadenkräfte noch deutlich größere Spitzenfaktoren auf als die in Abb. 8.1 bis 8.3 gezeigten Verteilungen. Insbesondere für Fassadenkräfte in Bereichen abgelöster Strömung sind Faktoren $g_{c_f}(P) = 8 \dots 12$ keine Seltenheit, aber auch luvseitige Fassadenkräfte zeigen verhältnismäßig große Werte $g_{c_f}(P) = 6 \dots 7,5$ (Abb. 8.4, Seite 133). Im Vergleich mit den im vorstehenden Absatz beschriebenen Drücken im Eckbereich eines Daches ist die ausgleichende Mittelung der Drücke über die Fläche der vertikal angeordneten Messfassaden also eher gering. Dem entsprechend fallen auch die Unterschiede der in EC 1-2-4 zur Erfassung des Integrationseffekts gegebenen aerodynamischen Beiwerte für Lasteinzugsflächen von 1 m² und 10 m² für vertikale Wände rechteckiger Baukörper deutlich kleiner aus als jene für die Eckbereiche von Flachdächern.

Es bleibt festzuhalten, dass für luvseitige Bauwerksflächen das lineare quasi-stationäre Modell die Verteilungen der Windkräfte hinreichend genau beschreibt. Dieses Modell taugt allerdings nicht zur wirklichkeitsnahen Angabe fluktuierender Windkräfte auf Fassaden in abgelöster Strömung. Dieses gilt vor allem für den in diesem Fall bemessungsrelevanten negativen Verteilungsarm. Durch die Einbeziehung nichtlinearer Geschwindigkeitsschwankungsterme entsprechend dem Ansatz nach Gl. (8.1) können jedoch - weiterhin auf der Basis des quasi-stationären Modells - die gemessenen Fassadenkräfte z. T. erheblich besser approximiert werden. Insbesondere in den Bereichen geringer Auftretenswahrscheinlichkeiten ist jedoch auch mit Gl. (8.1) die Anpassung an die leeseitig gemessenen Windkräfte kaum akzeptabel. Die im Wesentlichen durch Wirbelablösungen und Nachlaufturbulenzen bestimmten Windkräfte der strömungsparallelen und leeseitigen Körperbereiche werden durch das quasi-stationäre Turbulenzmodell nicht exakt genug beschrieben. Zur Festlegung sicherer und wirtschaftlicher Entwurfslasten sind in solchen Fällen Extremwertanalysen durchzuführen.

¹ DALGIESH *et al.* [1979] beschreiben die in zufälligen Intervallen auftretenden Ausschläge der Windkräfte als *intermittent bursts*, welche einem ansonsten weitgehend GAUSSschen Prozess überlagert seien.

² Vergleiche Kap. 6.5 zur Korrelation Flächen-gemittelter Drücke mit der Anströmung [LETCH 1993].

8.2 METHODEN ZUR BESTIMMUNG VON BEMESSUNGSWINDLASTEN

Moderne Regelwerke basieren auf probabilistischen Bemessungskonzepten. Dementsprechend werden in neueren Windlastnormen die Bemessungswindlasten auf der Grundlage von Überschreitungswahrscheinlichkeiten angegeben. Für die Bemessung eines windbeanspruchten Tragwerks ist der Verlauf des Last- oder Beanspruchungsprozesses meist belanglos.

Selbst im Windkanal unter gleichbleibenden Bedingungen werden in turbulenter Strömung während zwei Zeiträumen grundsätzlich unterschiedliche Spitzenwerte des Drucks an der Oberfläche eines Körpers gemessen. Für die Festlegung von Entwurfswindlasten sind also sowohl die Windgeschwindigkeiten als auch die aerodynamischen Druckbeiwerte als Zufallsvariablen mit gewissen Streuungen aufzufassen. Die beiden stochastischen Prozesse sind miteinander zu kombinieren. Um dabei den Einfluss der Turbulenz nicht doppelt zu erfassen, ist beispielsweise für das stärkste Windereignis innerhalb des Bemessungszeitraums der 10min-Mittelwert der Windgeschwindigkeit \bar{u} anzusetzen und für den aerodynamischen Beiwert c ein Extremwert, der alle Frequenzen größer als 1/600 Hz enthält. Damit werden verschiedene Frequenzbereiche abgedeckt, die durch die spektrale Lücke bei Wellenlängen von ca. 10 min ... 1 h voneinander getrennt sind (Kap. 4.3). Die Extremwertverteilungen der Variablen \bar{u} und c sind dann statistisch voneinander unabhängig.

Statistische Methoden zur Beschreibung der Extremwertverteilungen jährlich auftretender mittlerer Windgeschwindigkeiten sind beispielsweise in COOK [1998] zusammengestellt. Diesbezüglich sei zudem auf die Untersuchungen zur Korrektur der für Deutschland geltenden Windzonenkarte verwiesen [KASP 2001]. An dieser Stelle interessieren allerdings nicht die Extrema der mittleren Windgeschwindigkeiten, sondern die der aerodynamischen Beiwerte.

Nach Kap. 8.1 sind die Wahrscheinlichkeitsverteilungen der Windeinwirkungen unsymmetrisch bezogen auf den Mittelwert. Die Verteilungen zur Beschreibung der Windkräfte auf Körperoberflächen in anliegender oder abgelöster Strömung sind dabei meist sehr verschieden. Die Festlegung von Entwurfslasten bedingt daher die Schätzung unterschiedlicher Spitzenfaktoren, die einerseits den Maximalwert (\hat{g}_P), andererseits den Minimalwert (\check{g}_P) beschreiben.

Bemessungsrelevante Windersatzlasten werden fast immer im Windkanal bestimmt. Dabei ist wegen des beachtlichen Einflusses der Turbulenz auf die Beiwerte eine maßstäbliche Modellierung des natürlichen Windes unerlässlich. Bei Feldversuchen entfällt natürlich dieses Problem. Bisher in situ durchgeführte Druckmessungen sind indes zur Identifizierung der beispielsweise auf Fassaden wirkenden Extremwindlasten nur bedingt zu gebrauchen. Da dabei meist nur eine beschränkte Anzahl von Druckmessstellen eingesetzt werden kann, ist die Zusammenfassung der an diskreten Punkten gemessenen Drücke zu einer resultierenden Kraft mit gewissen Unsicherheiten verbunden. Vor diesem Hintergrund lassen die am Mast Gartow durchgeführten Windkraftmessungen wichtige Aufschlüsse zur Beschreibung extremer Windlasten erwarten.

Entwurfswindlasten können prinzipiell mittels vier Methoden bestimmt werden [COOK 1990]:

- Spitzenfaktor-Methode (Peakfaktor-Methode nach DAVENPORT)
- Fraktilwert-Methode (nach LAWSON)
- quasi-stationärer Ansatz
- Extremwertanalyse (meistens entsprechend GUMBEL)

Im Folgenden wird zunächst auf die drei erstgenannten Methoden eingegangen. Die recht komplexe Extremwertanalyse wird in Kap. 8.3 gesondert behandelt.

Spitzenfaktor-Methode (Davenport)

In den 1960er Jahren entwickelte DAVENPORT eine Methode, die zur Bemessung schwingungsfähiger Strukturen infolge des böigen Windes herangezogen werden kann [DAVE 1961, 1964, 1967]. Dieses Modell ist heutzutage das theoretische Fundament einer Vielzahl internationaler Windlastnormen. Nach DAVENPORTS Methode der Spitzenfaktoren werden die Extremwerte ausgehend von den zeitlich gemittelten statistischen Kenngrößen Mittelwert und Standardabweichung bei Annahme eines normal-verteilten stationären Windlastprozesses geschätzt (Kap. 2.2.2). Der Spitzenfaktor beschreibt dabei den Mittelwert der Extremwertverteilung des betrachteten Prozesses.

Die auf der Grundlage des DAVENPORT-Ansatzes bestimmten Spitzenfaktoren zu den Fassadenkräften, für die in Abb. 8.3 die Summenhäufigkeitsfunktionen dargestellt sind, betragen $|g_{cf}(P)| = 3,5 \dots 3,9$. Einige Messschriebe weisen demgegenüber allerdings deutlich größere Extremwerte auf. Der genannte Wertebereich der Spitzenfaktoren deckt sich nur für Windkräfte auf luvseitige Wandbereiche annähernd mit dem von LAWSON [1980] vorgeschlagenen Entwurfskriterium einer 0,05%igen Überschreitenswahrscheinlichkeit; siehe Fraktilwert-Methode. Die Extremwerte von Fassadenkräften im Leebereich des umströmten Körpers werden bei einem Vorgehen nach der Spitzenfaktor-Methode deutlich unterschätzt.

Bereits in Kap. 8.1 ist aufgezeigt, dass die Annahme GAUSS-verteilter Windkräfte oftmals nicht gerechtfertigt ist. Der Ansatz der Spitzenfaktor-Methode ist in solchen Fällen nicht sinnvoll. Diesbezüglich ist jedoch anzuführen, dass dieses Modell zwar die Anwendung auf lokal wirkende Windlasten impliziert, im Vordergrund der Spitzenfaktor-Methode steht jedoch die Beschreibung der Systemantworten eines Gesamtbauwerks.

Fraktilwert-Methode

Gemäß der Fraktilwert-Methode nach LAWSON [1980] lassen sich die Bemessungswerte der aerodynamischen Beiwerte bzw. die der Windkräfte unmittelbar aus der Summenhäufigkeitsfunktion gemessener Daten bestimmen. LAWSON wählte als Entwurfskriterium eine Überschreitenswahrscheinlichkeit von 0,05%, welche bei einem 30 min langen Messschrieb in etwa dem 1s-Maximum bzw. 1s-Minimum entspricht. Wird bei der Bauwerksbemessung der größte in 50 Jahren zu erwartende Wind zugrunde gelegt, scheint die Wahl dieses Kriteriums - innerhalb eines 50-Jahres-Windereignisses wird die Bemessungswindkraft nur für 1 s überschritten - das gemeinhin geforderte Sicherheitsniveau hinreichend zu erfüllen.

Um weitgehend abgesicherte 99,95%-Fraktilwerte angeben zu können, müssten einige Stunden eines stationären Windereignisses aufgezeichnet werden. Diese Forderung können Naturmessungen nicht erfüllen. Daher schlug LAWSON vor, ausgehend von der 99%-Fraktile auf die 99,95%-Fraktile der fluktuierenden Beiwerte zu extrapolieren. Eine solche Extrapolation führt allerdings nur dann zu zuverlässigen Ergebnissen, wenn die Form der Verteilung in den Ausläufen bekannt ist. Die Windkräfte auf Körperoberflächen in anliegender Strömung seien GAUSS-

verteilt, die in abgelöster Strömung exponentiell-verteilt. Hierauf basierend formuliert LAWSON Gleichungen zur Angabe der 99,95%-Fraktile der aerodynamischen Druckbeiwerte c_p :

$$\begin{aligned}\bar{c}_p > -0,25: \quad c_{p=99,95\%} &= 1,42 c_{p=99\%} - 0,42 \bar{c}_p \\ \bar{c}_p < -0,25: \quad c_{p=99,95\%} &= 1,73 c_{p=99\%} - 0,73 \bar{c}_p\end{aligned}\tag{8.2}$$

Die Fraktilewerte beziehen sich dabei auf den für die Bemessung jeweils maßgebenden Arm der Verteilung. Die in Gl. (8.2) vorgenommene Unterscheidung zwischen zwei Verteilungstypen erfolgte analog den Untersuchungsergebnissen von PETERKA & CERMAK [1975]; vgl. Kap. 8.3.

In Abb. 8.3 sind die 0,05%- bzw. die 99,95%-Fraktile der Faktoren g_{cf} zu den aerodynamischen Beiwerten c_f der auf die Fassaden wirkenden Windkräfte gegeben: Zum einen die unmittelbar aus den Messungen bestimmten Faktoren, zum anderen die ausgehend von der 1%- bzw. 99%-Fraktile mit dem Ansatz nach Gl. (8.2) geschätzten Faktoren $g_{(8.2)}$. Die gemessenen 99,95%-Fraktile der luvseitigen Fassadenkräfte entsprechen $g_{cf(99,95\%)} = 3,7 \dots 4,4$; die vergleichbaren Faktoren zu den leeseitigen Fassadenkräften sind $g_{cf(0,05\%)} = -4,7 \dots -7,0$. Wegen der relativ kurzen Messdauer von 30 min sind diese Fraktilewerte nicht sonderlich statistisch abgesichert. Die entsprechend der Extrapolation nach Gl. (8.2) bestimmten 99,95%-Fraktile unterscheiden sich allerdings nur wenig von den direkt geschätzten Fraktilewerten. Lediglich für die Windkräfte auf Fassaden im Leebereich (178°-Anströmung) unterschätzt die Methode nach LAWSON den "gemessenen" Fraktilewert recht deutlich.

Quasi-stationärer Ansatz

Der Beschreibung extremer Windlasten auf der Basis eines quasi-stationären Admittanzmodells liegt die Annahme zugrunde, dass die fluktuierenden Windkräfte sich proportional zu den Schwankungen des Geschwindigkeitsdrucks der Anströmung verhalten; vgl. Kap. 6. Mit dem Index (*e*) zur Kennzeichnung eines Extremums folgt vereinfachend für den bemessungsrelevanten aerodynamischen Kraftbeiwert:

$$c_{f,e} = \bar{c}_f \frac{u_e^2}{\bar{u}^2}\tag{8.3}$$

Die fluktuierenden Drücke auf der Fassadenoberfläche werden als vollkorreliert angenommen. Für die Windkräfte auf direkt angeströmte Fassaden - Abb. 8.1 zeigt die zugehörigen klassierten Verteilungen - folgen mit Gl. (8.3) die Spitzenfaktoren $g_{cf(e)} = (c_{f,e} - \bar{c}_f) / \sigma_{c_f} = 4,6 \dots 5,3$. Diese Faktoren stimmen in etwa mit denen der zuvor diskutierten Ansätze überein. Der quasi-stationäre Ansatz bedingt allerdings eine leichte Überschätzung der tatsächlichen Extremwerte, wofür unter anderem der Flächeneffekt verantwortlich ist. Für die Windkräfte auf Fassadenelemente in Bereichen stromab der Strömungsablösung an den luvseitigen Kanten ergeben sich $g_{cf(e)}(\bar{\varphi} = 88^\circ) = 2,41$ sowie $g_{cf(e)}(178^\circ) = 1,26$. Die Extremwerte werden in diesen Fällen durch das quasi-stationäre Modell deutlich unterschätzt. Diese Unterschätzung der extremen Windkräfte ist auf die in abgelösten Strömungsbereichen relativ kleinen mittleren Beiwerte \bar{c}_f im Verhältnis zu den zugehörigen Schwankungsanteilen zurückzuführen; vgl. Kap. 9.1.

BAKER [2001] stellte bei Feldversuchen an einer Mauer ausgehend von einem zu Gl. (8.3) analogen Ansatz eine Überschätzung der fluktuierenden Windkräfte auf der Leeseite fest. BAKERS Vermutung, dass die körperinduzierten Kraftfluktuationen im Strömungsnachlauf "die

Schwankungsanteile infolge des quasi-stationären Effekts“, also die turbulenzinduzierten Windkräfte bedämpfen, kann durch die Gartow-Messungen nicht bestätigt werden.

Zusammenfassung

Die am Mast Gartow durchgeführten Messungen zeigen, dass basierend auf der Fraktilwert-Methode nach LAWSON geschätzte Extremwerte recht gut mit gemessenen Extremwerten übereinstimmen. Dieses gilt vor allem für die Windkräfte auf luvseitige Fassaden und mit Einschränkungen auch für die Kräfte auf Fassaden im Leebereich. Mit dem quasi-stationären Ansatz oder der Spitzenwert-Methode werden dagegen insbesondere die extremen Windlasten in Querschnittsbereichen, in denen die Strömung abgelöst hat, in vielen Fällen nicht zuverlässig bestimmt. Die Modellunschärfen resultieren unter anderem aus der nichtlinearen aerodynamischen Übertragung sowie der Wirkung des umströmten Körpers. Diese Effekte werden durch die Modelle nicht erfasst. Bezüglich der teilweise sehr hohen Spitzenfaktoren zu den Windkräften auf Bauwerksoberflächen in abgelöster Strömung ist allerdings anzumerken, dass diese nicht zwingend große absolute Windkräfte bedingen, da diese Faktoren oftmals mit relativ kleinen Standardabweichungen einhergehen.

8.3 EXTREMWERTANALYSEN AERODYNAMISCHER BEIWERTE

8.3.1 Statistische Grundlagen

Bei der Angabe aerodynamischer Beiwerte für die Bemessung ist ein vorab definiertes Sicherheitsniveau einzuhalten. Nach den Ausführungen in Kap. 8.1 und 8.2 kann dabei der Ansatz des mittleren Beiwertes, aber auch die Schätzung eines Extremwertes ausgehend vom Mittelwert und von der Standardabweichung des Beiwerteprozesses zu beträchtlichen Fehlern führen. Die Annahme GAUSS-verteilter Windlasten zur Beschreibung von Extremwerten ist oftmals nicht gerechtfertigt. Die realitätsnahe Identifizierung von Entwurfswindlasten erfordert insbesondere für Fassaden im Leebereich die Messung dynamischer Drücke bzw. Kräfte mit anschließender Extremwertanalyse.

Jede Extremwertanalyse erfordert die Definition bzw. Identifikation unabhängiger Ereignisse. Im Allgemeinen wird von einer Vielzahl von Messschrieben ausgegangen, aus denen Extremwerte extrahiert werden, um diese an eine theoretische Verteilung anzupassen. Die Stationarität der Anströmung, auf der alle Verfahren zur Bestimmung von Extremwerten basieren, ist dabei eine unabdingbare Forderung, um signifikante Fehler bei der Angabe von Entwurfswindlasten ausschließen zu können [HOXEY 1996]. Für eine zuverlässige Ermittlung bemessungsrelevanter aerodynamischer Beiwerte für die Messfassaden am Mast Gartow wäre entweder die Aufzeichnung von mindestens ein Dutzend stationärer Windsituationen mit weitgehend identischen Anströmbedingungen (mittlere Windgeschwindigkeit und -richtung, Turbulenzstruktur etc.) oder eines einzigen entsprechend langen stationären Ereignisses notwendig. Diese Forderungen können Naturmessungen nicht erfüllen. Die Anwendung spezieller Methoden ist daher notwendig.

Zur Beschreibung der extremen Windwirkungen auf die Messfassaden wird im Folgenden nicht explizit zwischen verschiedenen Anströmrichtungen unterschieden. Allein die Einteilung in negative und positive mittlere Kraftbeiwerte ($\bar{c}_f < 0$ und $\bar{c}_f > 0$) dient als Klassierungsmerk-

mal für die Beiwertevertteilungen.¹ Eine solche Klassierung impliziert natürlich auch eine gewisse Richtungsabhängigkeit: Es wird recht grob zwischen Windwirkungen auf luvseitige sowie auf strömungsparallele und leeseitige Körperoberflächen unterschieden. Für $\bar{c}_f > 0$ sind die Verteilungen der aerodynamischen Beiwerte meist vom GAUSSschen Typ, während für $\bar{c}_f < 0$ oft eine schiefe Verteilung vorliegt, wobei der Verteilungsarm annähernd eine exponentielle Form aufweist (Kap. 8.1). Analog den Untersuchungen von PETERKA & CERMARK [1975] belegen auch die Gartow-Messungen, dass die Verteilungen von Prozessen mit betragsmäßig kleinen mittleren Beiwerten \bar{c}_f teilweise nicht die ansonsten typischen Charakteristika der Verteilungen einer der beiden definierten Kategorien aufweisen. Die vorgenommene strikte Aufteilung in zwei Klassen bedingt gegenüber der Angabe eines undefinierten Bereichs jedoch nur einen vernachlässigbar kleinen Effekt bei der Beschreibung der Bemessungsbeiwerte.

Die Verteilungen der Extremwerte normal- und exponentiell-verteilter Grundgesamtheiten lassen sich jeweils durch eine Extremwertverteilung vom Typ I (GUMBEL-Verteilung) beschreiben. Wird in Gl. (2.5) anstatt $(x - \xi)/\theta$ für die reduzierte Variable $y = a(Y - U)$ geschrieben, entspricht $1/a$ der Streuung der Extremwerte Y der Zufallsvariablen und U dem zugehörigen Modalwert. Für lange Beobachtungszeiträume bzw. eine große Anzahl von Beobachtungsperioden konvergiert der Mittelwert der Extremwertverteilung gegen $y = 0,577$ entsprechend einer Überschreitenswahrscheinlichkeit von 43%. Dieses Niveau wählte DAVENPORT als Bezug für seine Spitzenfaktor-Methode (Kap. 2.2.2). Das von LAWSON vorgeschlagene Entwurfskriterium einer 0,05%igen Überschreitenswahrscheinlichkeit der Grundgesamtheit kommt in etwa $y = 1,4$ bzw. der 78%-Fraktile der Extremwerte gleich (Kap. 8.2). Der Modalwert der Extremwertverteilung entspricht $y = 0$ mit einer 37%igen Überschreitenswahrscheinlichkeit.

Gemäß der gewöhnlichen Methode nach GUMBEL wird zur Berechnung der Summenhäufigkeit P der Extremwerte den einzelnen Werten der n Werte umfassenden Stichprobe in aufsteigender Form jeweils ein Rang m zugewiesen ($1 \leq m \leq n$). Die Summenhäufigkeit folgt aus $P = m/(n+1)$. Bei freier Wahl der Variablen U und a kann die GUMBEL-Verteilung z. B. mittels der Methode der kleinsten Fehlerquadrate an diese Summenhäufigkeit angepasst werden, wobei die Anpassung nur für den jeweils interessierenden Ast der Extremwertverteilung vorgenommen wird. Nach der Momentenmethode werden die Variablen der GUMBEL-Verteilung mit den ersten beiden statistischen Momenten der Stichprobe bestimmt (Kap. 2.2.2). Die Güte der Anpassung lässt sich jeweils anschaulich anhand einer grafischen Darstellung im Wahrscheinlichkeitsnetz bewerten.

8.3.2 Verteilung der absoluten Extremwerte einzelner Messschriebe

Zunächst werden die absoluten Extremwerte (maximaler und minimaler Peak) aus den während Starkwindereignissen aufgezeichneten 30min-Messschrieben der auf die Fassaden wirkenden Windkräfte extrahiert. Die einzelnen Extremwerte der zugehörigen aerodynamischen Kraftbeiwerte werden als statistisch unabhängig voneinander aufgefasst. Sie werden jeweils einer der

¹ Nach den Windkanalversuchen von PETERKA & CERMAK [1975] an Hochbauten mit rechteckigen Grundrissen lassen sich die Verteilungsdichten der Drücke auf den Gebäudeoberflächen in zwei Kategorien einordnen: Verteilungen für aerodynamische Druckbeiwerte $\bar{c}_p > -0,1$ und solche für $\bar{c}_p < -0,25$. Die Druckverteilungen für $-0,1 > \bar{c}_p > -0,25$ können keiner Kategorie eindeutig zugewiesen werden.

beiden Kategorien $\bar{c}_f < 0$ oder $\bar{c}_f > 0$ zugeordnet. Es wird angenommen, dass die Verteilungen der Extrembeiwerte dieser Kategorien die Extremwertverteilungen der einzelnen Beiwerteprozesse hinreichend genau charakterisieren.

Die theoretische GUMBEL-Verteilung mit den Parametern U und a wird mittels der Methode der kleinsten Fehlerquadrate an die Summenhäufigkeitsverteilung der gemessenen Extremwerte angepasst. Entsprechend einer optischen Beurteilung der in Abb. 8.4 gezeigten Anordnung der Stichprobenelemente um die Regressionsgerade werden die Extremwerte der Kategorie $\bar{c}_f > 0$ sehr gut approximiert; die Anpassung für die Klasse $\bar{c}_f < 0$ ist ebenfalls passabel. Ein weiteres Indiz für die jeweils gute Approximation ist das relativ hohe Bestimmtheitsmaß $R^2 > 0,98$ nahe dem idealen Wert 1. Die Abweichungen der Messwerte von der Geraden in den Verteilungsausläufen sind tolerierbar. Die nach der Momentenmethode bestimmten Parameter der Extremwertverteilung sind ebenfalls in Abb. 8.4 angegeben. Die Unterschiede bei der Parameterschätzung infolge der unterschiedlichen Anpassungsmethoden sind marginal. Ausgehend von der Regressionsgeraden zeigt Abb. 8.4 außerdem die zugehörigen Konfidenzbereiche für eine Irrtumswahrscheinlichkeit $\alpha = 0,10$; zur Vorgehensweise bei der Bestimmung der Konfidenzbereiche siehe FISCH [1999].

Die klassierten Extremwerte sind in Abb. 8.5 zusammen mit den zuvor beschriebenen GUMBEL-Verteilungen dargestellt. Die hier aus Übersichtsgründen nicht gezeigten Unterschiede zwischen den Verteilungen der auf +65 m und der auf +104 m gemessenen Fassadenkräfte sind nicht evident. In Abb. 8.5 sind zudem die von DAVENPORT eingeführten Extremwertverteilungsfunktionen gemäß Gl. (2.2) zu sehen. Für deren Beschreibung ist die Angabe der mittleren Anzahl der Maxima $\nu \cdot T$ während eines 30min-Windereignisses erforderlich (Gl. 2.1). Da verschiedenen Windereignissen naturgemäß unterschiedliche Turbulenzparameter zugrunde liegen,

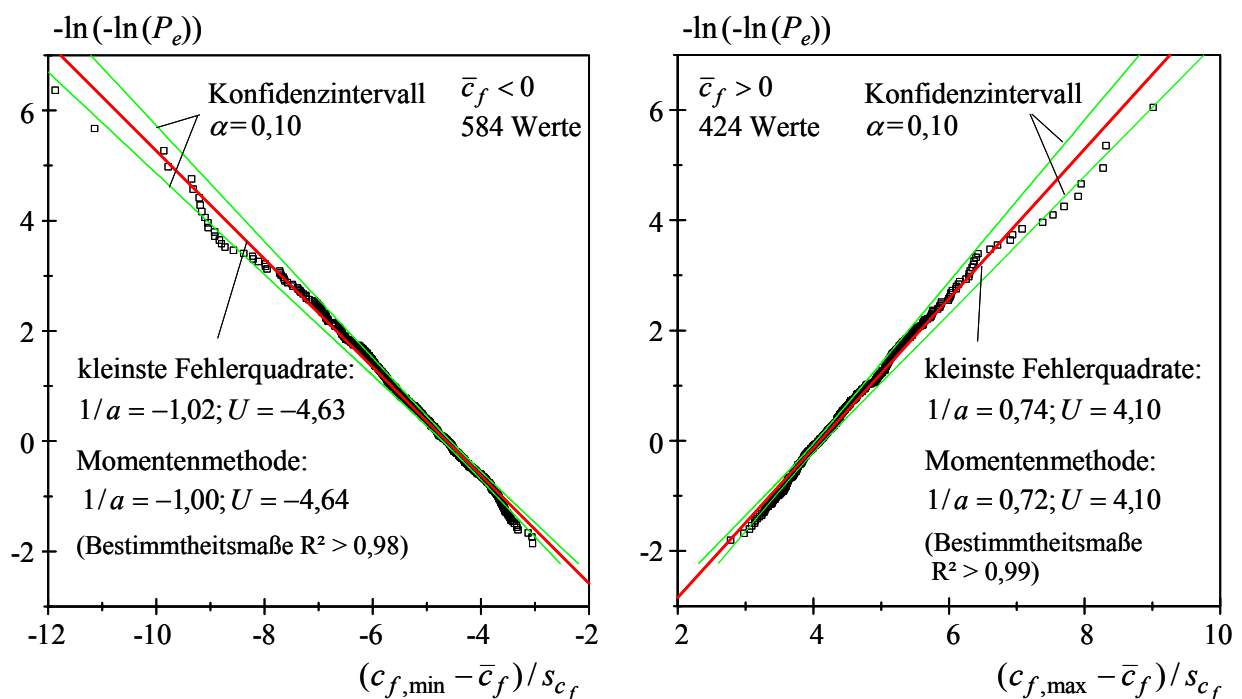


Abb. 8.4 Spuren der absoluten Extremwerte einzelner Prozesse im Wahrscheinlichkeitspapier (GUMBEL-Verteilung)

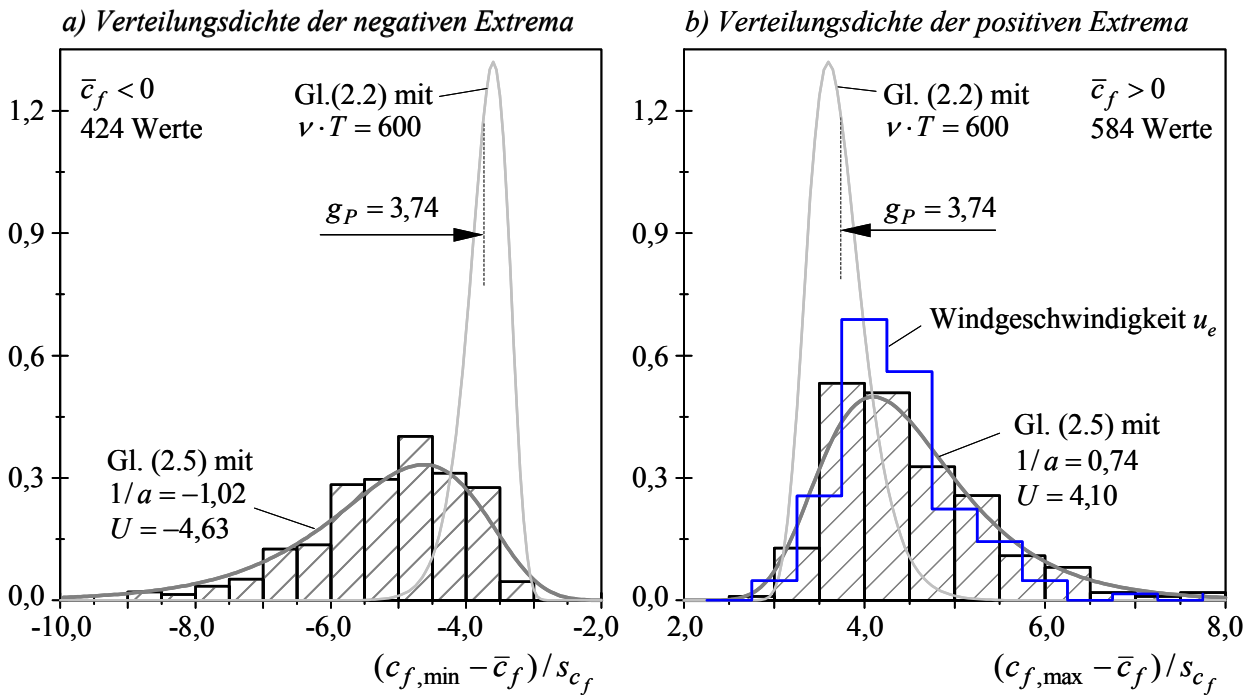


Abb. 8.5 Klassierte Verteilungen der absoluten Extremwerte einzelner Prozesse

wird an dieser Stelle $\nu \cdot T$ näherungsweise auf der Grundlage des in EC 1-2-4 gegebenen Formelapparats bestimmt. Als Eingangsparameter hierfür werden $xL_u = 100$ m und $\bar{u} = 20$ m/s gewählt. Die Frequenz ν entspreche der "erwarteten" Frequenz ν_0 der Böenlast auf einen starren Körper. Mit den Abmessungen einer am Mast Gartow montierten Fassadenwand folgt $\nu = \nu_0 = 0,294$ Hz. Mit $\nu \cdot T = 0,294 \cdot 30 \cdot 60 = 530 \cong 600$ ergibt sich schließlich die in Abb. 8.5 dargestellte Extremwertverteilung mit einem Spitzenfaktor $g_P = 3,74$ entsprechend dem Mittelwert dieser Verteilung.

Die Verteilung nach Gl. (2.2) beschreibt die Extrema der aerodynamischen Beiwerte zugehörig $\bar{c}_f > 0$ verhältnismäßig gut (Abb. 8.5b) - zumindest im Vergleich zu denen, für die $\bar{c}_f < 0$ ist (Abb. 8.5a). Die theoretische Verteilung ist indes deutlich schmalbandiger als die Verteilung der gemessenen Werte. Sie hat in jenem Bereich, der ausgehend vom Mittelwert über das 4- oder 5-fache der Standardabweichung (Spitzenfaktor $g_P = 4 \dots 5$) hinausgeht, nur wenig Wahrscheinlichkeit konzentriert. Gerade dort liegt allerdings der Modalwert der gemessenen Extrema ($U_{\bar{c}_f > 0} = 4,10$). Die Extremwertverteilung der Windgeschwindigkeiten entspricht in etwa der Verteilung zu den extremen Windkräften mit Beiwerten $\bar{c}_f > 0$, wobei die bezogenen Merkmalsgrößen der Geschwindigkeiten über ein schmaleres Band verteilt sind.

Für angeströmte Fassadenbereiche, für die $\bar{c}_f < 0$ ist, stimmen die nach DAVENPORT geschätzten Extremwertverteilungen nur wenig mit den gemessenen Windeinwirkungen überein (Abb. 8.5a). Der Modalwert der gemessenen Extremwerte ($U_{\bar{c}_f < 0} = -4,63$) liegt betragsmäßig deutlich über dem entsprechenden Wert der theoretischen Verteilung. Zudem ist die Streuung der Messwerte um ein Vielfaches größer entsprechend einer unverkennbar breitbandigeren Verteilung. Relativ häufig gemessene Extremwerte $g_P = 6 \dots 9$ werden durch das Modell von DAVENPORT nur unzureichend abgebildet.

8.3.3 Verteilung der m -größten Extremwerte eines Messschriebes

Für die zuverlässige Schätzung von Extremwerten aus den vorliegenden Einzelmessungen wird im Weiteren eine von PETERKA [1983] vorgeschlagene, sowohl einfach zu handhabende als auch ökonomische Auswertemethode angewandt. Dieses Verfahren berücksichtigt die m größten Werte eines 30min-Zeitschriebes, ohne sie hinsichtlich ihrer statistischen Unabhängigkeit untereinander zu testen. Dabei sollte die Anzahl m deutlich größer sein als Eins, gleichzeitig aber nicht zu groß sein, damit die Extremwerte nicht signifikant miteinander korreliert sind. Letzteres bedeutet, dass ein hinreichend großer Zeitabstand zwischen den Extremwerten liegen muss, damit diese als unabhängig voneinander angesehen werden können. Für die m größten Extrema wird jene GUMBEL-Verteilung mit den Parametern a_m und U_m gesucht, welche die Messwerte am besten anpasst. Bezüglich deren Transformation auf die Verteilung der absoluten Extremwerte (gemäß $m = 1$) gelten:

$$a = a_m \quad \text{und} \quad U = U_m + \frac{1}{a} \ln m \quad (8.4)$$

Die Streuung a_m der Verteilung zu den m -Extremwerten entspricht demnach der Streuung der absoluten Extremwerte; der Modalwert U_m wird zur Angabe von U in Richtung betragsmäßig größerer Werte verschoben.

Zunächst ist zu untersuchen, welche Anzahl m der größten Windkräfte während eines 30min-Ereignisses tatsächlich Extremwerte repräsentiert. Es wird unterschieden zwischen $m = 30, 50$ und 100 . Abb. 8.6 zeigt die entsprechenden Verteilungen für ein nahezu frontal angeströmtes Fassadenelement (Anströmwinkel $\bar{\varphi} = 2^\circ$) sowie für eine im Leebereich liegende Fas-

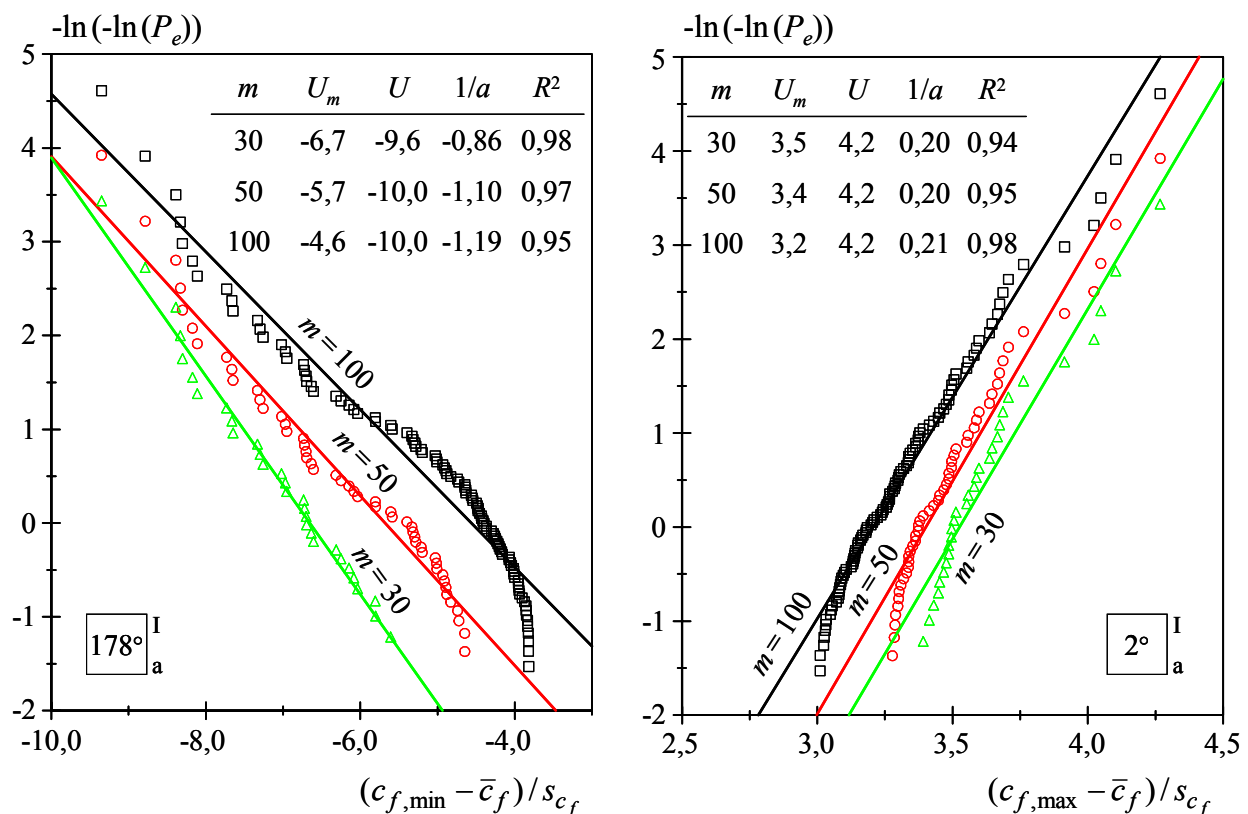


Abb. 8.6 Spuren der m größten Extremwerte eines Prozesses im Wahrscheinlichkeitspapier nach GUMBEL

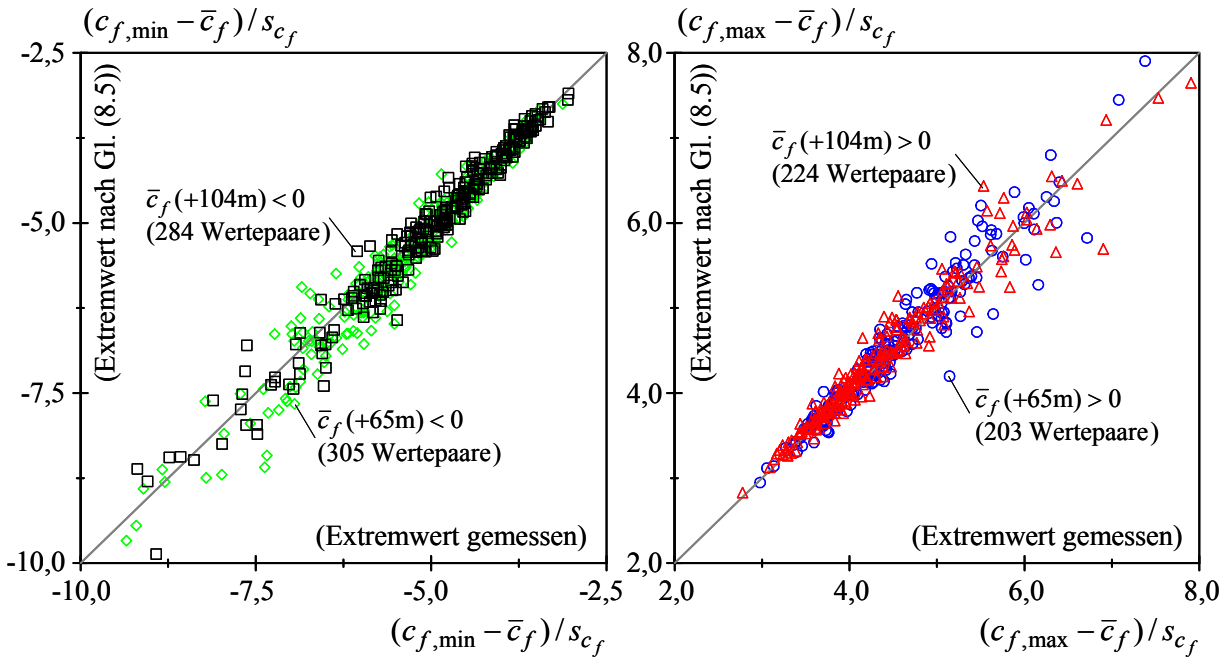


Abb. 8.7 Vergleich direkt gemessener Extremwerte mit nach Gl. (8.5) geschätzten mittleren Extremwerten

sade ($\bar{\varphi} = 178^\circ$). Die Bestimmtheitsmaße R^2 zu den Approximationen der gemessenen m Extremwerte durch die GUMBEL-Verteilung liegen jeweils oberhalb 0,94. Bei Zugrundelegung von $m = 50$ sowie $m = 100$ Werten weichen die Messwerte insbesondere in den Ausläufen der Verteilung jedoch signifikanter von der theoretischen Verteilung ab als bei Ansatz von $m = 30$ Werten. Im Folgenden werden daher die jeweils 30 größten Werte eines Messschriebes zur Beschreibung der absoluten Extremwerte herangezogen. Den hier beschriebenen Extremwertanalysen liegen Turbulenzstrukturen mit Integralzeitmaßen $xT_u \cong 5 \dots 15$ s zugrunde. Demnach können mindestens 30 voneinander unabhängige Extremwerte innerhalb der 30 min langen Messzeiträume erwartet werden, da $m \cdot xT_u \cong 30 \cdot 15 = 450$ s $\ll 18000$ s ist. Aus Gl. (8.4) folgt mit der reduzierten Variablen $y_c = 0,577$ für den Mittelwert der Extremwertverteilung:

$$c_{\bar{e}} = U_m + \frac{1}{a}(\ln m + 0,577) \quad (8.5)$$

In Abb. 8.7 sind die mit Gl. (8.5) bestimmten “mittleren“ Extremwerte der einzelnen Prozesse über den jeweils zugehörigen absoluten Extremwerten nach Abb. 8.5 aufgetragen. Die Wertepaare sind ziemlich dicht um die Diagonale angeordnet, wenn auch für große Extrema der Abstand der Wertepaare zur Diagonalen etwas zunimmt. Demnach prognostiziert der ausgehend von den 30 größten Werten eines Messschriebes nach Gl. (8.5) bestimmte Mittelwert der Extremwertverteilung in vielen Fällen den absoluten Extremwert eines Schriebes hinreichend genau.

Ein Maß für die relative Streuung von Extremwerten ist das sog. charakteristische Produkt $\Pi = a U$, welches ausgehend von den Parametern der GUMBEL-Verteilung einem Variationskoeffizienten gleichkommt. Wird Gl. (2.5) umgestellt, lässt sich damit der aerodynamische Beiwert c_e für ein bestimmtes Wahrscheinlichkeitsniveau P mit

$$c_e = U_c \left\{ 1 - \frac{1}{\Pi_c} \ln[-\ln(P \leq c_e)] \right\} \quad (8.6)$$

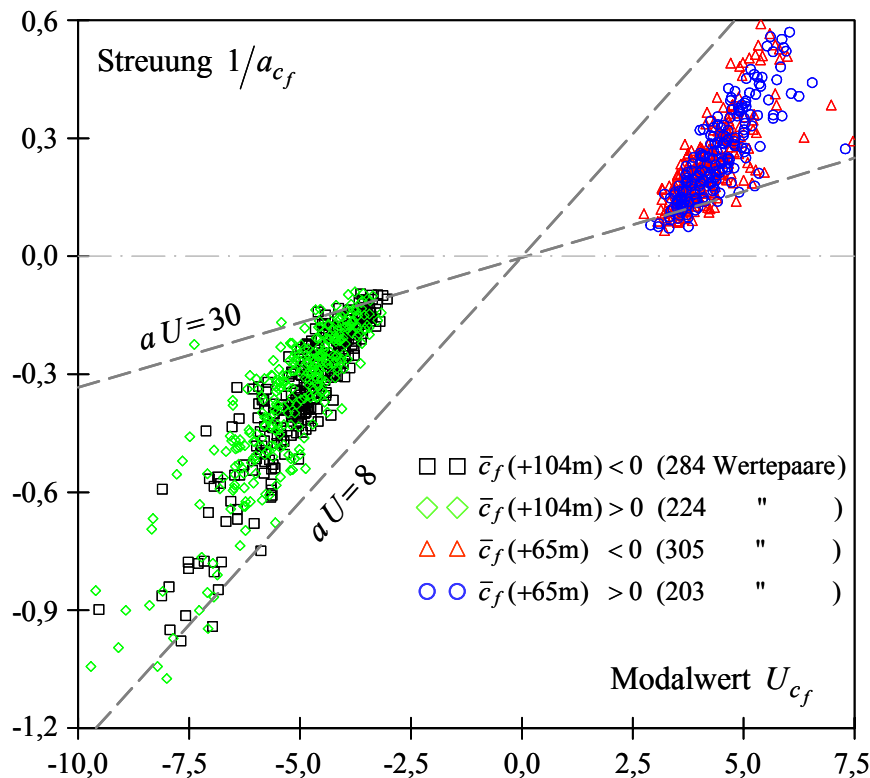


Abb. 8.8 Wertepaare der GUMBEL-Parameter a und U zu aerodynamischen Beiwerten

angeben. Abb. 8.8 zeigt basierend auf den am Mast Gartow aufgezeichneten Messschrieben der Windkräfte die nach der PETERKA-Methode bestimmten Wertepaare der Parameter a_{cf} und U_{cf} zu den aerodynamischen Beiwerten c_f . Demnach entspricht der Wertebereich des charakteristischen Produkts $8 < \Pi_{cf} < 30$. Zum Vergleich: COOK & MAYNE [1980] geben für die aerodynamischen Druckbeiwerte c_p zu verschiedenen Oberflächenbereichen von Gebäuden unterschiedlichster Formen $5 < \Pi_{cp} < 20$ an. Für die Beschreibung extremer Ereignisse des europäischen Windklimas stellen für die mittlere Geschwindigkeit $\Pi_u \cong 10$ sowie für den zugehörigen Geschwindigkeitsdruck $\Pi_q \cong 5$ gute Näherungen dar (ESDU 82026).

Wegen der korrelativen Wirkung der anströmenden Windturbulenz sind Druckbeiwerte für große Windangriffsflächen im Allgemeinen betragsmäßig kleiner als die Beiwerte für kleine Flächen. Zur Erfassung dieses Integrations- bzw. Flächeneffekts sieht beispielsweise EC 1-2-4 unterschiedlich große Druckbeiwerte für Flächen von 1 m^2 und 10 m^2 vor. Bei den hier beschriebenen Windeinwirkungen auf immerhin 15 m^2 große Fassadenflächen wirkt sich der Flächeneffekt jedoch offensichtlich nicht durchschlagend auf die absoluten Größen sowie die Streuungen der Extrema der aerodynamischen Beiwerte aus. Eine Glättung der Extremwerte der auf die Fassaden wirkenden Windkräfte gegenüber den im Fassadenzentrum gemessenen extremen Drücken ist anders als bei vergleichbaren, bereits zitierten Untersuchungen nicht signifikant; vgl. Kap. 8.1.

8.3.4 Festlegung von Bemessungswindlasten

Für die Festlegung von Bemessungswindlasten sind die beiden stochastischen Prozesse "Windgeschwindigkeit" und "aerodynamischer Beiwert" miteinander zu kombinieren. Entsprechend den Definitionen am Anfang von Kap. 8.2 sind die Extremwertverteilungen der Variablen \bar{u} und

c statistisch voneinander unabhängig. Diesem folgend wird für den Bemessungswert der Windlast gemeinhin

$$F_{Wd} = \gamma_W \frac{\rho}{2} \bar{u}_{50}^2 c_e \quad (8.7)$$

geschrieben. Der Teilsicherheitsbeiwert γ_W wird durch die Überschreitenswahrscheinlichkeit des charakteristischen Werts der mittleren Windgeschwindigkeit \bar{u}_{50} bestimmt. Für zeitvariante Einwirkungen sind gemäß moderner Lastnormen 98%-Fraktilwerte der Jahresmaxima entsprechend einer Auftretenswahrscheinlichkeit von $p = 0,02/\text{Jahr}$ bzw. einer 50-jährigen Wiederkehrperiode anzunehmen [GRABE 1995, GRÜN 2001]. In DIN 1055 T100 wird für veränderliche Einwirkungen der Teilsicherheitsbeiwert $\gamma = 1,5$ gewählt; “ein Wert, der auch für die Windlast praktisch geeignet ist“ [NIEM 2003]. Zur Nachdrücklichkeit: \bar{u}_{50} entspricht einer mittleren Windgeschwindigkeit, beispielsweise dem 10min-Mittel; c_e ist ein die aerodynamische Übertragung charakterisierender Beiwert, mit dem die Böenwirkung erfasst wird.

Die Frage lautet nun: “Welcher Fraktilwert des aerodynamischen Beiwertes ist in Gl. (8.7) einzusetzen, um das Sicherheitsniveau nach Norm einzuhalten?” COOK & MAYNE [1980] empfehlen diesbezüglich vereinfachend den 78%-Fraktilwert der GUMBEL-Verteilung entsprechend der reduzierten Variablen $y_c = 1,4$ anzusetzen. Analog Gl. (8.5) folgt:

$$c_{e,78\%} = U_c + \frac{1}{a_c} \ln \left(\frac{T_{\text{Ref}}}{T} \right) + \frac{1,4}{a_c} \quad (8.8)$$

Das zweite Glied in Gl. (8.8) dient dazu, den für eine Zeit T ermittelten Wert U_c an einen Referenzmittelungszeitraum T_{Ref} anzupassen. Wird beispielsweise der auf einem 30min-Ereignis ($T = 1800$ s) basierende Parameter U_c auf ein 10min-Ereignis ($T_{\text{Ref}} = 600$ s) bezogen, ergeben sich nach Gl. (8.8) kleinere Werte für $c_{e,78\%}$.

Der das geforderte Sicherheitsniveau garantierende Fraktilwert c_e hängt natürlich von den Verteilungstypen der Extremwerte von \bar{u} und c sowie den zugehörigen Variationskoeffizienten ab. Mit den Gleichungen (8.7) und (8.8) werden allerdings nur die streuenden Parameter der Beiwerte berücksichtigt, die Veränderlichkeit der Windgeschwindigkeiten wird nicht erfasst. Daher geben COOK & MAYNE zu bedenken, dass die Verwendung von Gl. (8.8) nur gerechtfertigt ist, wenn die Extremwertverteilung der zugrunde gelegten mittleren Windgeschwindigkeiten in etwa der Verteilung für das Windklima in Großbritannien entspricht, welches Grundlage ihrer Untersuchungen war.

KASPERSKI [2001] gibt in Abhängigkeit von den Streuungen der Extremwertverteilungen zu den Windgeschwindigkeiten sowie zu den aerodynamischen Beiwerten Umrechnungsfaktoren an, mit denen der “optimale“ Fraktilwert der Beiwerte ausgehend von Gl. (8.8) bestimmt werden kann. Zusammen mit den in Abb. 8.8 dargestellten Streuungsparametern der aerodynamischen Kraftbeiwerte lassen sich damit bei Kenntnis der entsprechenden Parameter der Windgeschwindigkeiten die Entwurfswindlasten einfach angeben. Insbesondere die Festlegung der unteren Grenze von Π_c ist für die Bemessung von entscheidender Bedeutung.

Kapitel 9

Korrelationen von Windkräften

9.1 LUV-LEE-KORRELATION

9.1.1 Messergebnisse

Abb. 9.1a und 9.2a zeigen für verschiedene Anströmsituationen simultan aufgezeichnete Zeitverläufe der auf die einzelnen Fassadenelemente eines verkleideten Mastquerschnitts wirkenden Windkräfte F_f . Im Vergleich mit den mittleren luvseitigen Windkräften sind die kleinen Mittelwerte der leeseitigen Kräfte auffällig.¹ Dieses ist bei nahezu frontaler Anströmung vor allem auf den in turbulenter Strömung relativ großen leeseitigen Bodendruck zurückzuführen; vgl. Abb. 5.4. Zudem wird die Über- bzw. Unterströmung des verkleideten Mastbereichs durch die Einbauten (Fahrstuhl, Kabeltrassen) zwar stark behindert, aber nicht gänzlich verhindert. Infolge der dadurch begünstigten Wiederanheftung der abgelösten Strömung steigt der leeseitige Druck [CAST 1977]; siehe auch Kap. 5.2.3 zu den durchgeführten Windkanalversuchen.

Im Folgenden werden speziell die für die Bemessung windsensitiver Bauwerke interessanten Fragen nach dem Einfluss der fluktuierenden leeseitigen Windkräfte sowie nach deren Korrelation mit den luvseitigen Kräften beantwortet. Quasi-stationäre Modelle zur aerodynamischen Übertragung gehen von einer Proportionalität zwischen der ungestörten Anströmung und den dynamischen Windeinwirkungen auf verschiedene Bauwerksbereiche aus (Kap. 6). Das Verhältnis luv- und leeseitig wirkender Fluktuationen der Windlasten entspreche dem Verhältnis der mittleren aerodynamischen Kraftbeiwerte \bar{c}_l und \bar{c}_w .² Die Schwankungsanteile seien vollständig korreliert. Dieses ist aus naheliegenden physikalischen Gründen de facto nicht der Fall. Selbst in einer durch den Körper ungestörten Strömung ist die Korrelation der fluktuierenden Strömungsanteile stromabwärts nicht perfekt. Das Geschwindigkeits- bzw. Druckfeld in abgelösten Strömungsbereichen unterscheidet sich stark von dem in ungestörter Strömung (Abb. 5.1). Die (ungestörte) longitudinale Turbulenzkomponente u und die leeseitigen Fassadenkräften sind beispielsweise quasi inkohärent (Abb. 7.2).

Die Gartow-Messungen zeigen, dass bezogen auf den jeweiligen Mittelwert die leeseitig wirkenden dynamischen Windkräfte deutlich kleiner sind als die entsprechenden Kräfte auf der Luvseite (Abb. 9.1 und 9.2). Dieses wird evident anhand eines Vergleichs der in Abb. 9.1a dargestellten Zeitverläufe der Windkräfte bei nahezu frontaler Anströmung einer Seite des verklei-

¹ Vergleiche die in ESDU 71016 für die Umströmung eines Quadratquerschnitts in turbulenzarmer, zweidimensionaler Strömung angegebenen aerodynamischen Beiwerte.

² \bar{c}_w , \bar{c}_l sind die luvseitigen (engl.: *windward*) und leeseitigen (*leeward*) Mittelwerte der Kraftbeiwerte. Demnach ist $\bar{c}_D = \bar{c}_w - \bar{c}_l$ der mittlere Widerstandsbeiwert.

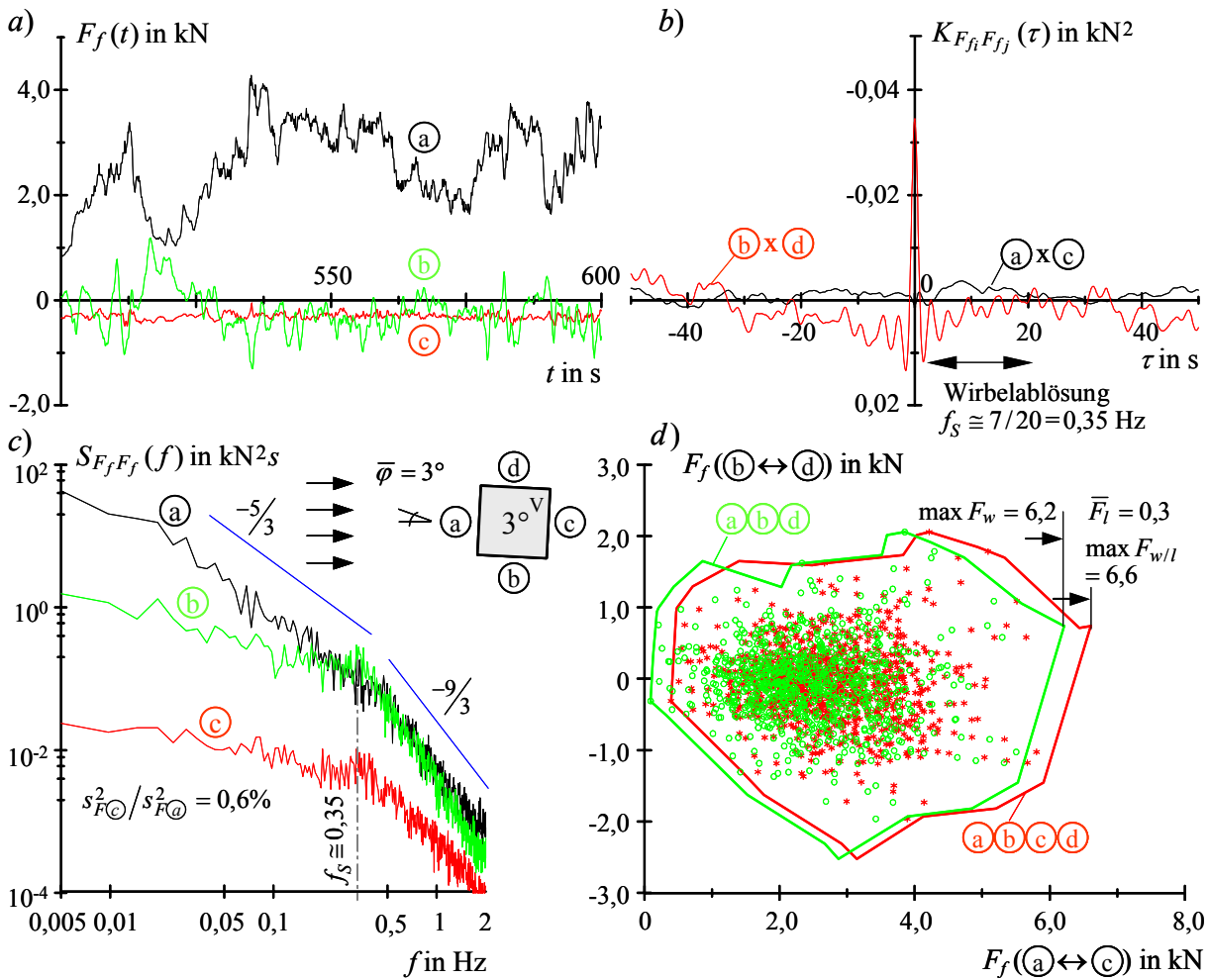


Abb. 9.1 Luv-Lee-Korrelation bei nahezu frontaler Anströmung

- a) Zeitverläufe $F_f(t)$ der Fassadenkräfte b) Korrelationen $K_{F_{fi}F_{fj}}(\tau)$ der Fassadenkräfte
 c) Autoleistungsspektren der Windkräfte $S_{F_f F_f}(f)$ d) Hüllkurven der resultierenden Windkräfte
 (a) ↔ (c) entspricht der Resultierenden der Windkraft auf die Fassaden a und c.

deten Mastquerschnitts. Das Leistungsspektrum der leeseitigen Windkräfte weist in diesem Fall einen um mehrere Größenordnungen kleineren Energiegehalt auf als das luvseitige Kraftspektrum (Abb. 9.1c). Bei der Angabe des Schwankungsanteils des Widerstands sind die leeseitigen Windkräfte daher vernachlässigbar.

Das Windkraftspektrum der strömungsparallelen Fassadenseite weist lediglich im niederfrequenten Bereich eine deutlich geringere Energie auf als das Kraftspektrum der frontal angeströmten Fassade (Abb. 9.1c); im hochfrequenten Bereich laufen die Spektren in etwa gleich steil aus. Die Leistungsspektren der auf die Flanken des Querschnitts wirkenden Windkräfte zeigen ausgeprägte Wirbelablösungen im Bereich der Strouhalfrequenz. Dieser Effekt spiegelt sich auch im Verlauf der zugehörigen Kreuzkorrelationsfunktion wider (Abb. 9.1b).

Bei frontaler Anströmung einer Querschnittsseite sind die luv- und leeseitig wirkenden Windkräfte quasi unkorreliert miteinander (Abb. 9.1). Wird der verkleidete Mastabschnitt dagegen „über Eck“ angeströmt (45°-Anströmung), ist eine gewisse, wenn auch kleine Luv-Lee-

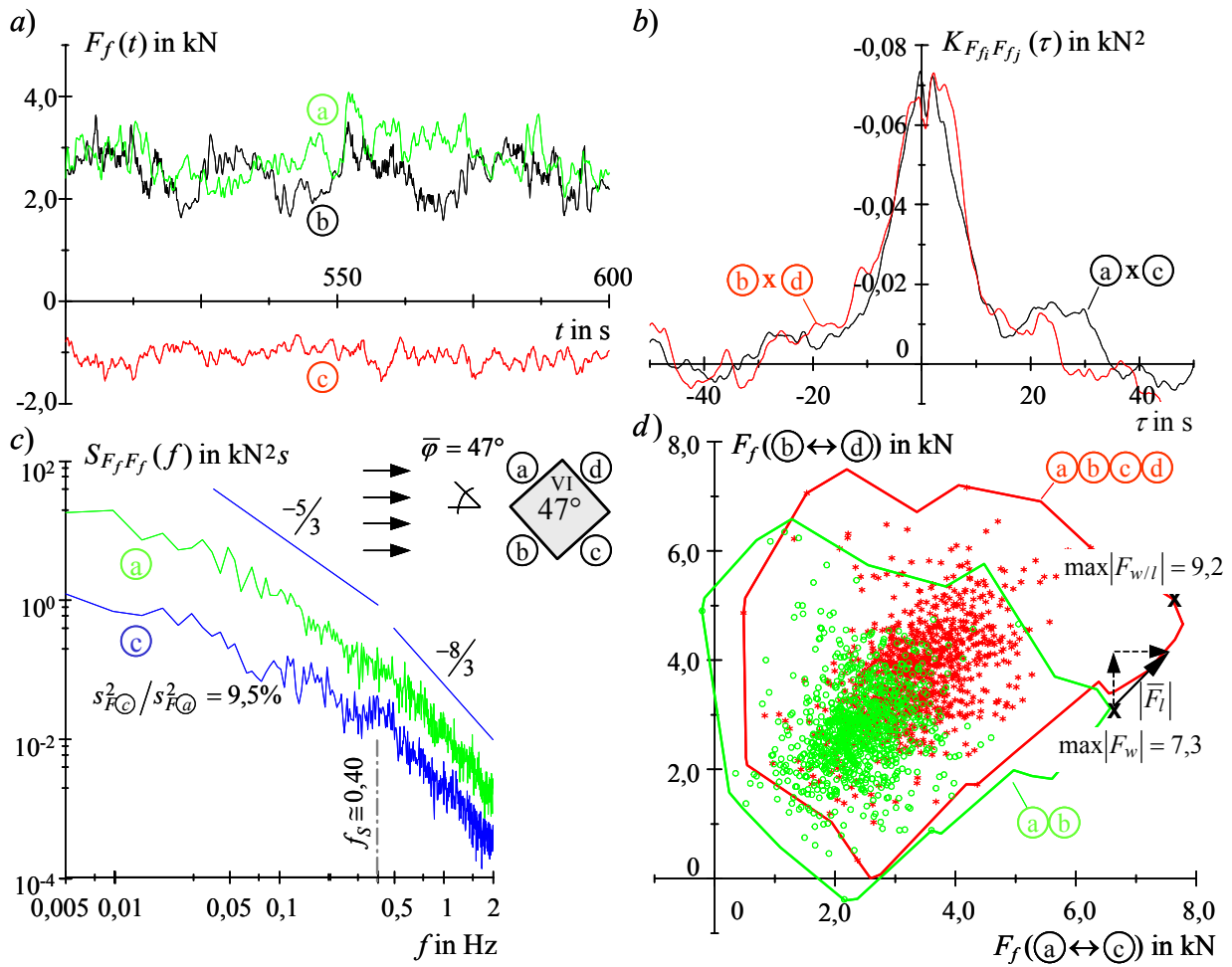


Abb. 9.2 Luv-Lee-Korrelation bei einer Anströmung "über Eck"; Legende siehe Abb. 9.1

Korrelation der Windkräfte festzustellen (Abb. 9.2b).¹ Diese statistische Abhängigkeit wird gemäß den zugehörigen Kohärenzfunktionen in Abb. 9.3a (Seite 144) von den niederfrequenten Schwankungsanteilen getragen. Nach der quasi-stationären Theorie gilt für den gesamten Frequenzbereich $\gamma_{wl}^2 \equiv \gamma_{F_w F_l}^2 = 1,0$. Tatsächlich klingen die Kohärenzen schnell ab. Die hochfrequenten Anteile ($f \geq 0,1$ Hz) der luv- und leeseitigen Windkräfte sind kaum korreliert. Die Streuungen der Kohärenzen für kleine Werte von γ_{wl}^2 sind auf die statistischen Unsicherheiten bei deren Schätzung zurückzuführen (Kap. 2.4.3). Entsprechend den Gartow-Messungen kann die Kohärenz zwischen luv- und leeseitigen Windkräften gut durch eine exponentielle Funktion analog Gl. (4.14) mit einem Abklingfaktor $C_x = 30$ beschrieben werden. Damit ist eine auf der sicheren Seite liegende Näherung gegeben. Die Überschätzung der dynamischen Windkräfte bei Zugrundelegung des quasi-stationären Modells ist entsprechend groß.

Bei nahezu frontaler Anströmung beträgt die Varianz der leeseitigen Windkräfte weniger als 1% der Varianz der Luvkräfte; bei einer Anströmung "über Eck" liegt das Verhältnis dieser Prozessvarianzen bei etwa 10% (Abb. 9.1c und 9.2c). Wird ausgehend von der Umströmungssituation nach Abb. 9.1 der fluktuierende Anteil der auf die leeseitige Fassadenwand wirkenden Wind-

¹ Entsprechend der Definition der Fassadenkräfte bedeutet das negative Vorzeichen der Kreuzkorrelation, dass die luv- und leeseitigen Windkräfte in dieselbe Richtung wirken.

kräfte vernachlässigt und nur die zugehörige mittlere Wandkraft \bar{F}_l berücksichtigt, wird die maximale in Hauptwindrichtung auf den verkleideten Mastbereich wirkende Kraft $\max|F_{l/w}|$ um lediglich 1% unterschätzt (Abb. 9.1d). Werden analog hierzu die Schwankungsanteile der Wandkräfte b und c entsprechend Abb. 9.2 vernachlässigt, wird die gemessene Windkraft $\max|F_{l/w}|$ um weniger als 6% verfehlt (Abb. 9.2d). Diese nur geringfügigen Abweichungen sind zum einen auf den sehr kleinen Schwankungsanteil der leeseitigen Fassadenkräfte zurückzuführen, zum anderen auf deren vernachlässigbar geringe Korrelation mit den luvseitig wirkenden Kräften. Die Annahme unkorrelierter luv- und leeseitiger Windkräfte in turbulenter Strömung scheint gerechtfertigt zu sein. Die gänzliche Vernachlässigung des Schwankungsanteils der leeseitigen Windkräfte ist diskutabel.

9.1.2 Einfluss leeseitig wirkender Windkräfte auf den Windlastansatz

Das Verhältnis vom Spitzenwert zum Mittelwert einer Systemantwort Y ist die dynamische Vergrößerung einer statischen Antwort. Bei böeninduzierten Schwingungen in Hauptwindrichtung beschreibt diese Vergrößerung der sog. Böenreaktionsfaktor $G = 1 + g \cdot \sigma_Y / \bar{Y}$.¹ Dieser Faktor liegt bei üblichen Hochbauten im Bereich $G = 1,5 \dots 2,5$. Die bezogene Standardabweichung der Reaktion ergibt sich aus $\sigma_Y / \bar{Y} = 2 I_u (Q_0^2 + R_X^2)^{0,5}$. Der Größenfaktor Q_0^2 beschreibt die Systemantwort infolge des quasi-statisch, also unabhängig von der Frequenz übertragenen Anteils der Winderregung. Die Systemantwort im Bereich der Grundfrequenz der Struktur wird mit dem Resonanzanteil R_X^2 erfasst, welcher entscheidend durch die Dämpfung des Systems bestimmt wird. Der resonante Anteil R_X^2 ist ebenso wie der Anteil des Größenfaktors Q_0^2 an der Systemantwort stark abhängig von der Größe und Form der Windangriffsfläche; vgl. Admittanzansätze in Kap. 7.3. Die dynamischen Systemantworten "einfacher" Baukörper lassen sich unter bestimmten Annahmen - u. a. stochastische, GAUSS-verteilte Erregung sowie Ansatz ausschließlich der Grundschwingungsform - relativ einfach, gleichwohl realitätsnah angeben. Siehe diesbezüglich beispielsweise SIMIU [1973], NIEM [1990], SOLA [1993], ZHOU [2001], EC 1-2-4.

Unter Berücksichtigung der stochastischen Turbulenzstruktur sei der Resonanz-Antwortanteil

$$R_X^2(f) = \frac{\pi^2}{2\delta} R_N(f) \chi(f), \quad (9.1)$$

wobei R_N das dimensionslose Leistungsspektrum der Turbulenz und δ das logarithmische Dämpfungsmaß sind. Zur Herleitung von Gl. (9.1) siehe z. B. NIEM [2003]. Die aerodynamische Übertragungsfunktion $\chi(f)$ beschreibe im Frequenzbereich die statistische Abhängigkeit der an zwei Punkten M und M' auf der Oberfläche eines prismatischen Baukörpers wirkenden Winddrücke (Abb. 9.4, Seite 145). Dabei liegen M und M' auf den beiden Körperseiten senkrecht zur mittleren Windrichtung. Die Kantenlängen des prismatischen Körpers sind $\alpha = b, d, h$. Unter Einbeziehung der Korrelationsbeziehungen in die drei Raumrichtungen folgt für die Übertragungsfunktion:

¹ Y entspricht einer für das Schwingungsverhalten des Systems charakteristischen Reaktionsgröße. g ist der Spitzenfaktor nach Kap. 2.2.2.

$$\chi(f) = \underbrace{R_b \left[K_y \frac{f C_y b}{\bar{u}} \right]}_{\chi_b(f)} \underbrace{\frac{1}{\bar{c}_D^2} \left\{ \bar{c}_w^2 + 2 \bar{c}_w |\bar{c}_l| R_d \left[\frac{f C_{x^*} d}{\bar{u}} \right] + \bar{c}_l^2 \right\}}_{\chi_d(f)} \underbrace{R_h \left[K_z \frac{f C_z h}{\bar{u}} \right]}_{\chi_h(f)} \quad (9.2)$$

$R_\alpha[\eta]$ ist die abklingende Exponentialfunktion nach Gl. (7.5), wobei meist vereinfachend die Korrelation der auf die Körperoberflächen wirkenden Drücke gleich der Turbulenzkorrelation gesetzt wird. C_y und C_z entsprechen Abklingkoeffizienten einer lateralen bzw. vertikalen Kohärenzfunktion analog Gl. (4.14). C_{x^*} ist ein (Kreuz-)Korrelationskoeffizient der luv- und lee-seitig wirkenden Windkräfte.

Zur Beschreibung der Luv-Lee-Korrelation ist die Einführung eines Wichtungsfaktors $\gamma \equiv \gamma_1 = 2 \bar{c}_w |\bar{c}_l| / \bar{c}_D^2$ sinnvoll. Der Abminderungsfaktor $\chi_d(f)$ nach Gl. (9.2) ist dann

$$\chi_d(f) = (1 - \gamma + \gamma R_d). \quad (9.3)$$

Streng genommen müssten im Zähler von $\chi_d(f)$ nach Gl. (9.2) nicht die mittleren Kraftbeiwerte \bar{c}_w und \bar{c}_l stehen, sondern frequenzabhängige Beiwerte $c_w(f)$ und $c_l(f)$. Diese Vereinfachung nach dem quasi-stationären Modell ist für die luvseitig wirkenden Windkräfte zwar durchaus begründet, liegt für die leeseitigen Kräfte jedoch weit auf der sicheren Seite. Die Fluktuationen der leeseitigen Windkräfte sind nämlich nahezu vernachlässigbar klein gegenüber den luvseitigen Kraftschwankungen (Kap. 9.1). Die Annahme einer Proportionalität zwischen der Anströmgeschwindigkeit und der Windkraft führt zu einer deutlichen Überschätzung der dynamischen Windlasten auf der Leeseite. Dabei hat der Abstand zwischen der Vorder- und Rückseite eines Körpers großen Einfluss auf die Abminderungen der resultierenden Windwirkungen infolge des korrelativen Effekts der luv- und leeseitigen Windkräfte.

Obwohl die Berücksichtigung der Luv-Lee-Korrelation im Zuge einer Bauwerksbemessung zu einer merklichen Reduktion der dynamischen Windkräfte führen kann, wird sie in den meisten Regelwerken - wie auch im EC 1-2-4 - nicht erfasst. Zum einen fällt die daraus resultierende Abminderung im Vergleich mit dem Einfluss der Korrelationseffekte der turbulenten Anströmung in lateraler und vertikaler Richtung oftmals relativ klein aus, zum anderen sind nur wenige verlässliche Forschungsergebnisse zur Luv-Lee-Korrelation bekannt. Die wenigen Regelwerke, welche diesen Effekt anrechnen, gehen vom Korrelationskoeffizienten C_{x^*} nach Gl. (9.2) aus. Dessen Quantifizierung gelingt, wenn ausgehend von den gemessenen Windkraftspektren $S_w(f)$ und $S_l(f)$ mit dem Ansatz $S_D^2(f) = S_w^2(f) + 2 S_w(f) S_l(f) R_d(f) + S_l^2(f)$ die frequenzabhängige Funktion $R_d(f)$ bestimmt wird [SIMIU 1973]. Eine aus den Messungen abgeleitete Funktion $R_d(f)$ zeigt Abb. 9.3b. Diese lässt sich durch eine theoretische Funktion mit $C_{x^*} = 32$ in Richtung größerer Funktionswerte abgrenzen. Für die ausgewerteten Messungen stellt $C_{x^*} = 40$ eine auf sicherer Seite liegende Abgrenzung dar.

Den Windlastansätzen nach SIMIU [1980] und ASCE7 STANDARD [1995] (beschrieben in KIJIE [1998]) liegt jeweils ein Korrelationskoeffizient $C_{x^*} = 15,4$ entsprechend einem Vorschlag von VELLOZZI & COHEN [1968] zugrunde. Wenn auch diverse Windkanal- und Naturversuche die Eignung dieses Wertes für den praktischen Gebrauch bestätigen [SIMIU 1980], weisen die Windeinwirkungen auf die Fassadenelemente am Mast Gartow demgegenüber eine deutlich ge-

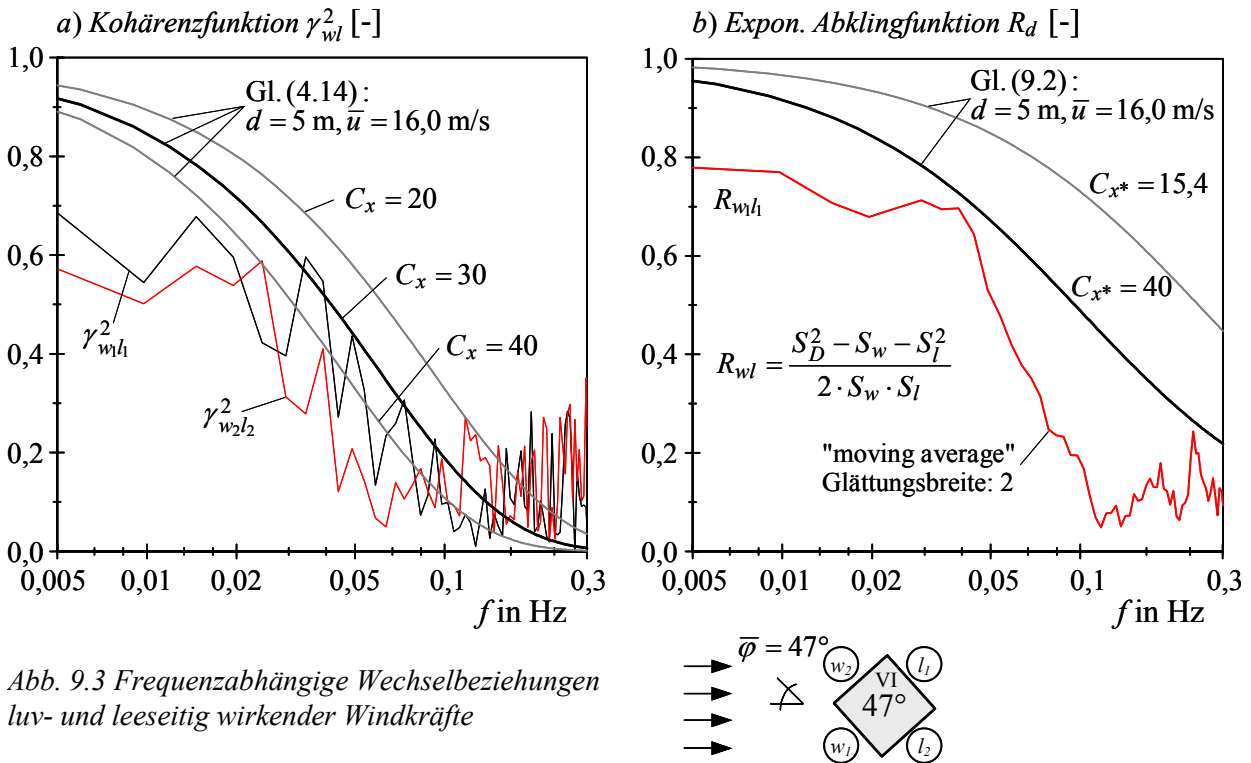


Abb. 9.3 Frequenzabhängige Wechselbeziehungen luv- und leeseitig wirkender Windkräfte

ringere Luv-Lee-Korrelation der Windkräfte auf. Hierzu ist anzuführen, dass nach VELLOZZI & COHEN die Funktion $R_d[\dots]$ nicht allein auf die Beschreibung der Luv-Lee-Korrelation in Hauptwindrichtung beschränkt bleibt: Gemäß diesem Ansatz ist $\chi_d(f) \equiv R_d[\dots]$, wobei die Wahl des Koeffizienten $C_{x*} = 15,4$ eine konservative Abschätzung sei. In Anbetracht der insbesondere im hochfrequenten Bereich geringen Energie der leeseitigen Windkräfte macht es einerseits Sinn, \bar{c}_l^2 in Gl. (9.2) ebenfalls mit $R_d[\dots]$ zu multiplizieren, andererseits birgt die Anwendung dieses Faktors auf \bar{c}_w^2 gewisse Unsicherheiten. Zur sicheren Abschätzung der Schwankungsanteile der luv- und leeseitig wirkenden Windlasten wird daher vom Autor der vorliegenden Arbeit vorgeschlagen, bei Ansatz von $C_{x*} = 15,4$ eine Modifikation des oben angeführten Wichtungsfaktors $\gamma \equiv \gamma_1$ hinsichtlich $\gamma \equiv \gamma_2 = (2 \bar{c}_w |\bar{c}_l| + \bar{c}_l^2) / \bar{c}_D^2$ vorzunehmen.

Entsprechend den Gartow-Messungen sind bei frontaler Anströmung einer Fassadenwand die Windkräfte auf der Luv- und Leeseite quasi unkorreliert, was bedeutet: $R_d[\dots] = 0$. Die Fluktuationen der leeseitig wirkenden Windkräfte können in diesem Fall ohne nennenswerten Fehler bei der Angabe dynamischer Windlasten in Hauptwindrichtung gänzlich vernachlässigt werden. Es ist dann $\gamma \equiv \gamma_2 = 0$. Die im Folgenden für den Windlastansatz empfohlene Abschätzung der Korrelation zwischen luv- und leeseitig wirkenden Windkräften beziehen sich auf Messungen der Fassadenkräfte bei einer Anströmung des verkleideten Mastabschnitts "über Eck". Damit liegt man bei der Angabe von Windlasten - zumindest was die Windeinwirkungen auf die hier betrachteten Fassadenelemente betrifft - auf der sicheren Seite.

Der Einfluss unterschiedlicher Ansätze zur Berücksichtigung der Luv-Lee-Korrelation auf die dynamischen Windeinwirkungen auf ein Gebäude vergleichbar Abb. 9.4 wird im Folgenden anhand von Vergleichsrechnungen quantifiziert. Die Ergebnisse der einzelnen Vorschläge werden auf den EC 1-2-4-Ansatz bezogen, welcher von einer vollständigen Luv-Lee-Korrelation entsprechend $\chi_d(f) = 1$ ausgeht. Bis auf den jeweils modifizierten Faktor $\chi_d(f)$ liegen den

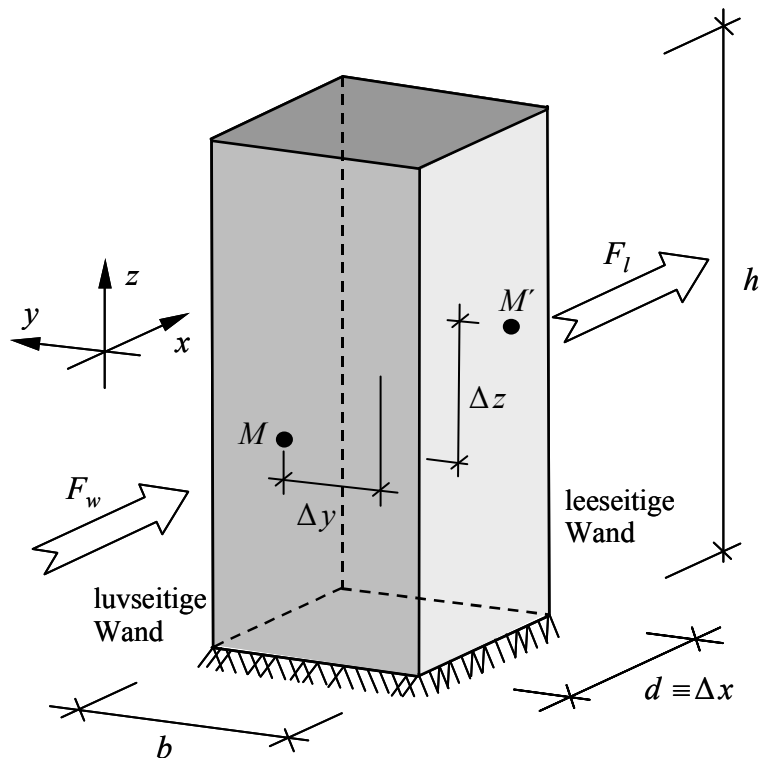


Abb. 9.4 Konventionen zur Beschreibung der Luv-Lee-Korrelation an einem prismatischen Körper

Abmessungen:	
$b = 30 \text{ m}$	$d = 30 \text{ m}$
$h = 200 \text{ m}$	
$\Rightarrow h_{equ} = 0,6 \cdot 200 = 120 \text{ m}$	
Systemparameter:	
$f_E = 0,15 \text{ Hz}$	$\delta = 0,08$
Windfeld:	
Gk IV nach EC1-2-4, Windzone 2	
$v_{ref} = 27,6 \text{ m/s}$	$I_u = 0,21$
$^x L_u = 197 \text{ m}$	
Aerodynamische Beiwerte:	
$c_w = 0,8$	$c_l = 0,5$
[ASCE7 STANDARD 1995]	

Abb. 9.5 Eingangsparameter für das Berechnungsbeispiel

Berechnungen die Windlastannahmen nach EC 1-2-4 zugrunde. Die Eingangsparameter hierfür - es wird von einem typischen Hochhaus im Innenstadtbereich (Geländekategorie IV) ausgegangen - sind in Abb. 9.5 und die Ergebnisse in Tab. 9.1 zusammengefasst.

Werden die luv- und leeseitigen Windkräfte als völlig unkorreliert miteinander angenommen, folgt gegenüber dem Ansatz nach EC 1-2-4 eine Abminderung des Böenreaktionsfaktors B um 12,3% entsprechend einer Reduktion des dynamischen Anteils der Windlast um 18,5% (Tab. 9.1, Zeile 2). Bei Ansatz des Korrelationskoeffizienten $C_{x*} = 15,4$ gemäß ASCE7 STANDARD [1995] betragen diese Abminderungen 7,6% bzw. 11,5% (Zeile 3). Die Gartow-Messungen zeigen demgegenüber eine geringere Luv-Lee-Korrelation der Windkräfte. Wird der auf diesen Messungen basierende Vorschlag $C_{x*} = 40$ angewandt, ergibt sich eine weitere Reduktion der in Hauptwindrichtung anzusetzenden dynamischen Windlasten. Bezogen auf den Referenzansatz beträgt die Minderung dann 10,1% für den Böenreaktionsfaktor bzw. 15,2% für den Schwankungsanteil der Windeinwirkung (Zeile 4). Im Vergleich hierzu bedingt der Vorschlag basierend auf einer Modifikation des Ansatzes von VELOZZI & COHEN [1968] eine annähernd gleich große Reduktion der Windlasten (Zeile 5). Bei gänzlicher Vernachlässigung der leeseitig wirkenden fluktuierenden Windkräfte wird der Schwankungsanteil der Windeinwirkungen um mehr als ein Viertel (25,2%) reduziert (Zeile 6). Hierbei ist zu beachten, dass ein solcher Ansatz die fluktuierenden Windlasten stets unterschätzt. Zwar zeigen die Gartow-Messungen insbesondere bei frontaler Anströmung des Mastabschnitts, dass der infolge dieser Vereinfachung entstehende Fehler nicht sehr groß ist, gleichwohl liegt dieser Ansatz naturgemäß auf der unsicheren Seite und ist deshalb als Normenvorschlag nicht zu favorisieren.

Tab. 9.1 Einfluss der Luv-Lee-Korrelation auf die Bemessung eines schwingfähigen Gebäudes nach Abb. 9.4 und 9.5

Zeile	Bemessungs- grundlage	Ansatz	Böenreaktions- faktor G	Abweichung von G gg. Zeile 1	Abweichung dynamischer An- teil gg. Zeile 1
1	EC 1-2-4	$\gamma = 0$	2,729		
2	keine Korrelation zw. Luv und Lee	$\gamma = 2 \bar{c}_w \bar{c}_l / \bar{c}_D^2$ $R_d = 0$	2,394	-12,3%	-18,5%
3	ASCE7 STANDARD [1995]	$\gamma = 2 \bar{c}_w \bar{c}_l / \bar{c}_D^2$ $C_{x*} = 15,4$	2,522	-7,6%	-11,5%
4	eigener Vorschlag	$\gamma = 2 \bar{c}_w \bar{c}_l / \bar{c}_D^2$ $C_{x*} = 40$	2,454	-10,1%	-15,2%
5	Vorschlag basie- rend auf VELOZZI & COHEN [1968]	$\gamma = (2 \bar{c}_w \bar{c}_l + \bar{c}_l^2) / \bar{c}_D^2$ $C_{x*} = 15,4$	2,451	-10,2%	-15,4%
6	ohne leeseitige Windkräfte $\bar{c}_l = 0$	$\chi_d = \bar{c}_w^2 / \bar{c}_D^2$	2,271	-16,8%	-25,2%

Nach den Messergebnissen ist die einer konventionellen Beschreibung dynamischer Windlasten zugrunde liegende Annahme proportionaler luv- und leeseitiger Windkräfte wenig realitätsnah. Ein demgegenüber sinnvollerer Modell stellt der eigene, durch Messungen abgesicherte Vorschlag nach Tab. 9.1, Zeile 4 dar. Gemäß Vergleichsrechnungen ist bei der Bemessung von Hochbauten das ökonomische Einsparpotenzial als Folge einer vernünftigen Erfassung der Luv-Lee-Korrelation dramatisch.

9.2 VERTIKALE KORRELATIONEN

9.2.1 Korrelationsfunktionen

Abb. 9.6 zeigt typische Kreuzkorrelationen der auf vergleichbare Fassadenflächen in verschiedenen Höhen wirkenden Windkräfte. Des Weiteren sind die entsprechenden Korrelationen der zugehörigen Drücke im Fassadenzentrum sowie zum Vergleich die simultan gemessenen vertikalen Kreuzkorrelationen der longitudinalen und lateralen Windturbulenzkomponenten abgebildet; vgl. Abb. 4.9 und 4.10. Wegen des relativ großen Abstands der einzelnen Messfassaden von $\Delta z = 39$ m sind die Schwankungsanteile der Messsignale nicht sonderlich stark miteinander korreliert. Für das Aufzeigen von Korrelationsstrukturen taugen die abgebildeten Funktionsverläufe allemal.

In anliegender Strömung, insbesondere bei frontal angeströmten Fassaden, sind die vertikalen Kreuzkorrelationsfunktionen zu den Windkräften und -drücken nicht sehr verschieden; siehe Abb. 9.6a zu den in einem Winkel von ca. 16° angeströmten Fassaden. Diese Funktionsverläufe sind annähernd kongruent mit dem entsprechenden Verlauf der gleichzeitig gemessenen longitu-

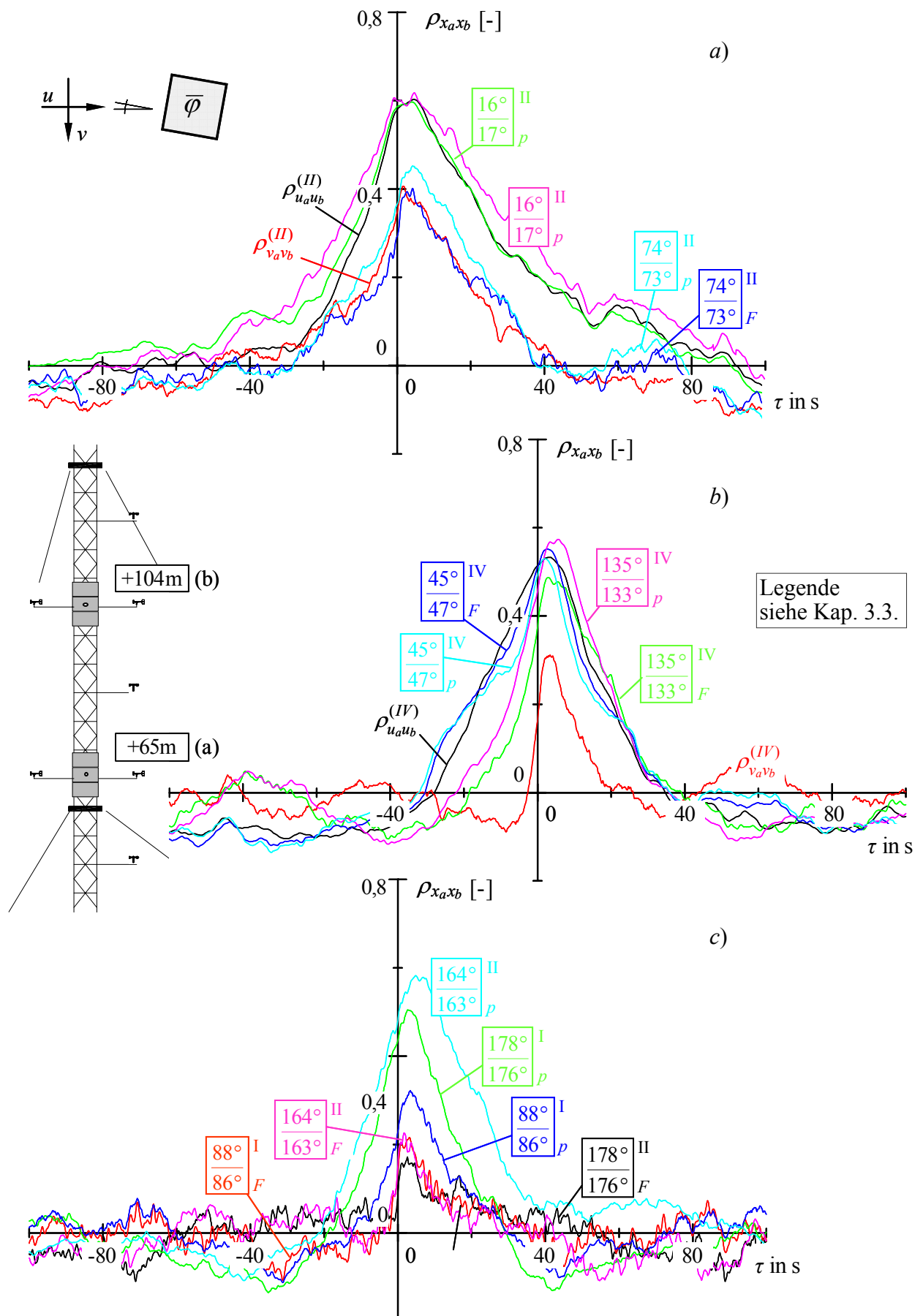


Abb. 9.6 Vertikale Korrelationsfunktionen der Windeinwirkungen auf +65 m ("a") und +104 m ("b")

dinalen Turbulenz. Die laterale Komponente klingt demgegenüber schneller ab; vgl. Kap. 4.4.5. Ähnliche Korrelationseigenschaften sind auch für die in einem Winkel von 45° zur Grundströmungsrichtung orientierten Fassadenbereiche zu konstatieren (Abb. 9.6b). Die vertikalen Korrelationsstrukturen der longitudinalen Turbulenz werden demzufolge nahezu unverändert auf die Windeinwirkungen auf direkt angeströmte Körperoberflächen übertragen. Dieses entspricht den theoretischen Vorstellungen der *rapid distortion theory*, gemäß der in großskaliger Turbulenz ($^xL_u > d$) die vertikalen Korrelationen zur Turbulenz sowie zum resultierenden Winddruck identisch sind. Obgleich die Energieübertragung der hochfrequenten, kleinen Wirbel gegenüber der Übertragung großer Wirbel abfällt, bleibt die Korrelationsstruktur weitgehend erhalten. Mit Annäherung an den Störkörper werden die kleinen Turbulenzelemente zwar deformiert, sie reagieren dabei aber derart miteinander, dass die korrelative Wirkung bestehen bleibt [HUNT 1990]. Dessen ungeachtet wird die Korrelation überwiegend durch die niederfrequenten, großen Turbulenzelemente bestimmt.

In Bodennähe (ca. untere 10% der Grenzschicht) wird die Turbulenzstruktur vor allem durch relativ kleine Böenballen beeinflusst. Bei Annäherung an einen Körper werden die kleinen Turbulenzelemente deformiert, wobei die Wechselbeziehungen zwischen den einzelnen Elementen eher zunehmen (siehe oben). Aus diesem Grund sind in Bodennähe größere vertikale Korrelationslängen für die Drücke (zL_p) als für die Turbulenz (zL_u) zu erwarten. Bei diversen Windkanalversuchen mit Druckmesspunkten in unmittelbarer Nähe des Staupunkts des angeströmten Körpers wurde dieser Effekt jedoch auch in großen Höhen festgestellt. MAIER-ERBACHER [1988] gibt basierend auf Windkanalversuchen für den Grenzschichtbereich außerhalb der Bodenschicht ein höheninvariantes Verhältnis $^zL_p/^zL_u \cong 1,5$ an. KAWAI *et al.* [1979] nennen dasselbe Verhältnis. Aus der in Abb. 9.6a gezeigten Korrelationsfunktion für nahezu frontal angeströmte Fassaden (16° -Anströmung) lässt sich zwar ebenfalls ein Korrelationsmaß zL_p für den Druck ableiten, das größer ist als das Turbulenzmaß zL_u , der Unterschied zwischen diesen Längenmaßen ist allerdings klein. In der Natur kann im Allgemeinen von $^zL_p/^zL_u \cong 1,0$ ausgegangen werden [MAIER 1988]. Dass im Windkanal gegenüber den vertikalen Turbulenzlängenmaßen um ca. 50% höhere Drucklängenmaße identifiziert wurden, führt MAIER-ERBACHER unter anderem darauf zurück, dass die Böenballen bei den Versuchen "mit einer steileren Vorderfront als in der Natur auf den Körper treffen", woraus eine "durch ein Aufsteilen der Wirbel erzeugte größere vertikale Erstreckung" der Böenballen resultiere.

Die vertikalen Korrelationsverläufe der gemessenen Windkräfte und -drücke auf Fassadenwände in einem Winkel von ca. 74° zur Grundströmung sind nicht sehr verschieden. Gegenüber den frontal angeströmten Fassadenbereichen ist ein merklicher Abfall der Peakkorrelation zu konstatieren (Abb. 9.6a). Die vertikale Korrelation der Windeinwirkungen entspricht in diesem Fall in guter Näherung der entsprechenden Korrelation der lateralen Turbulenz, über deren maßgeblichen Einfluss auf Windkräfte, welche auf strömungsparallele Querschnittsbereiche wirken, bereits bei der Beschreibung der Kohärenzen zwischen den Komponenten der aerodynamischen Übertragung berichtet wurde (Kap. 7.2). Mit diesen Kohärenzfunktionen lassen sich auch die relativ großen vertikalen Peakkorrelationen der Windkräfte auf Fassaden in einem Winkel von 135° zur Hauptwindrichtung erklären. Diese Peaks entsprechen in etwa den vergleichbaren Peaks der longitudinalen Turbulenz; allerdings klingen die vertikalen Korrelationsfunktionen der Wandkräfte und -drücke gegenüber denen der Turbulenz schneller ab.

Die auf Fassaden in abgelöster Strömung wirkenden Windkräfte sind über die Höhe kaum miteinander korreliert (Abb. 9.6c). Dagegen zeigen die vertikalen Korrelationen der Drücke in den zugehörigen Fassadenzentren große Abhängigkeiten. Während sich die kleinwelligen Kraftfluktuationen infolge körperinduzierter Effekte in den Verläufen der Korrelationsfunktionen der Fassadenkräfte widerspiegeln, werden die vertikalen Druckkorrelationen vor allem durch niederfrequente Anteile bestimmt. Gemäß den Gartow-Messungen sind die über die Fassadenflächen gemittelten Drücke (Windkräfte) insbesondere im Leebereich weniger stark über die Höhe korreliert als die an diskreten Orten gemessenen Drücke.

Die Zeitverschiebungen τ_{\max} bis zum Peak der vertikalen Kreuzkorrelation sind für die longitudinale Turbulenzkomponente sowie für die Windeinwirkungen in anliegender Strömung nicht signifikant verschieden. In einigen Fällen werden allerdings für die Windwirkungen etwas kürzere Zeitverzögerungen als für die Turbulenz beobachtet. Dieser Effekt lässt sich auf die Stauchung der Wirbelelemente in Längsrichtung bei ihrer Annäherung an den Störkörper zurückführen [SCHRO 1981, HUNT 1990].

9.2.2 Kohärenzen

Die in verschiedenen Höhen bei einem vertikalen Abstand von $\Delta z = 18$ m gemessenen Turbulenzkomponenten weisen ausgehend von einer mittleren Windgeschwindigkeit von $\bar{u} = 18$ m/s für Frequenzen $> 0,1$ Hz kaum noch eine statistische Abhängigkeit auf (Abb. 4.14). Der Abstand zwischen den verkleideten Abschnitten des Mastes Gartow beträgt $\Delta z = 39$ m. Daher ist für die in verschiedenen Höhen gemessenen Windwirkungen auf die Fassaden zu erwarten, dass nur im niederfrequenten Bereich mit großen Wellenlängen kohärente Anteile festzustellen sind; siehe diesbezüglich auch Kap. 9.2.1 zu den entsprechenden Korrelationsfunktionen.

Charakteristische vertikale Kohärenzfunktionen der Windeinwirkungen sind in Abb. 9.7 dargestellt. Die Verläufe der Kraft- und Druckkohärenzen $\gamma_{F(z_1)F(z_2)}$ bzw. $\gamma_{p(z_1)p(z_2)}$ lassen sich ebenso wie die Turbulenzkohärenzen in Abb. 4.14 recht gut durch eine exponentielle Funktion analog Gl. (4.14) annähern, nur das an dieser Stelle $C_{F,z}$ bzw. $C_{p,z}$ anstatt $C_{u_i,z}$ einzusetzen ist. Gemäß den funktionalen Abhängigkeiten sind die Kohärenzen über der dimensionslosen Frequenz $f \cdot \Delta z / \bar{u}_{z_1 z_2}$ aufgetragen, wobei $\bar{u}_{z_1 z_2} = (\bar{u}(z_1) + \bar{u}(z_2)) / 2$ ist.

Abb. 9.7a und 9.7b vergleichen die vertikalen Kohärenzen der Wandkräfte und -drücke mit denen der simultan gemessenen Geschwindigkeitsschwankungen. Das frequenzabhängige Abklingverhalten der longitudinalen Turbulenzkomponente ist ähnlich dem Abklingen der auf eine frontal angeströmte Fassade wirkenden Windkräfte. Die vertikale Kohärenzfunktionen zur lateralen Turbulenz ist affin zur entsprechenden Funktion zu den Windkräften auf eine Fassade in einem Winkel von etwa 74° zur Grundströmung. Diese Beobachtungen gehen konform mit den in Abb. 7.2 dargestellten Kohärenzen, welche die frequenzabhängigen Zusammenhänge zwischen den in derselben Höhe gemessenen Fassadenkräften und Turbulenzkomponenten aufzeigen. Die vertikalen Kohärenzen der in den Fassadenzentren gemessenen Drücke sind für die zuvor erwähnten Anströmrichtungen quasi deckungsgleich mit denen der Windkräfte. Für einige Fassadenbereiche in abgelöster Strömung sind dagegen für die an diskreten Orten gemessenen Drücke deutlich größere Abhängigkeiten in vertikaler Richtung festzustellen als für die Einwirkungen auf die gesamte Fassadenfläche; siehe auch Kap. 9.2.1.

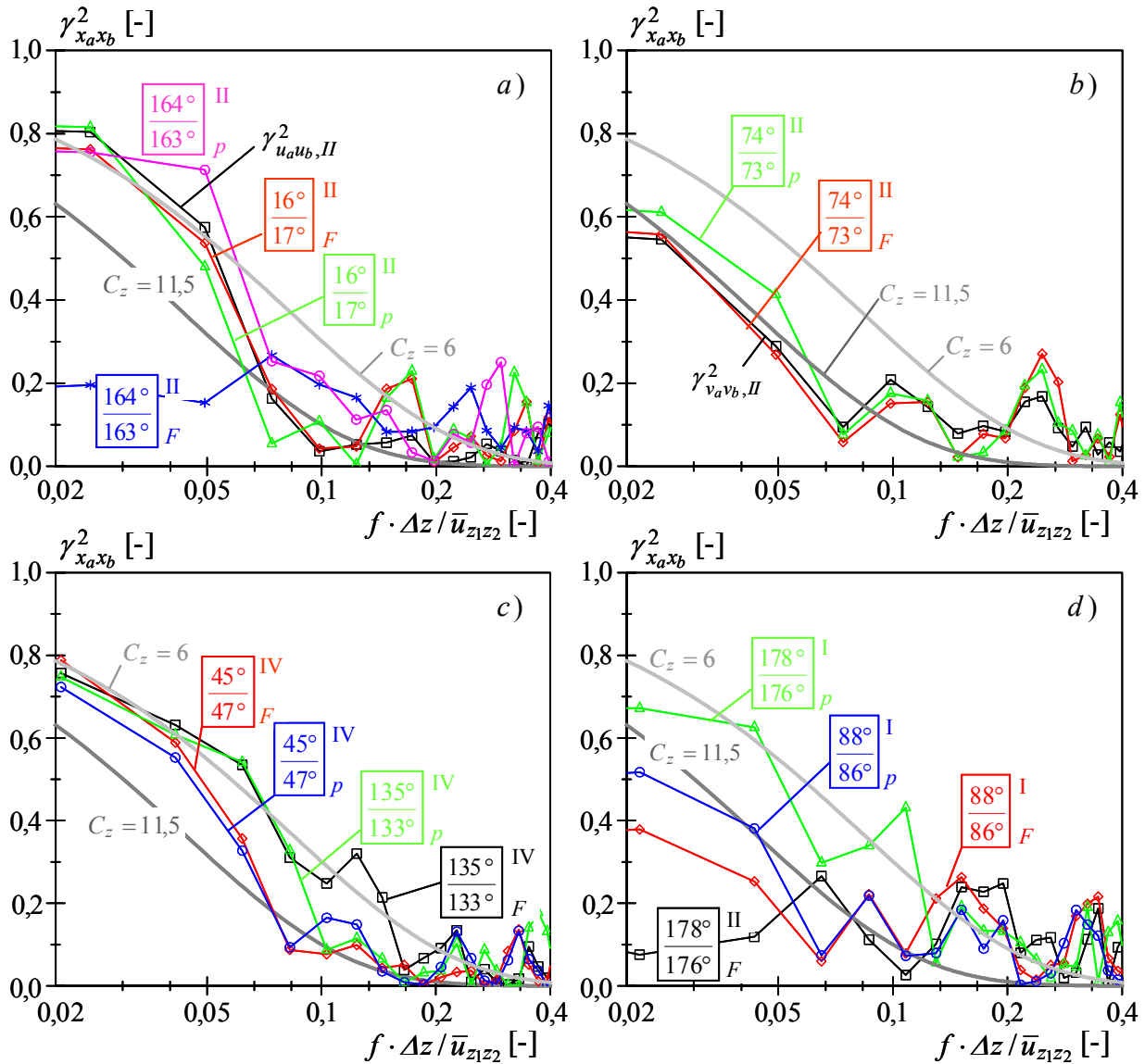


Abb. 9.7 Vertikale Kohärenzfunktionen der Windeinwirkungen auf +65 m ("a") und +104 m ("b"); theoretische Abklingfunktionen analog Gl. (4.14) mit $\Delta z = 39$ m, $\bar{u} = 18,0$ m/s; Legende siehe Kap. 3.3 und Abb. 9.6

Die größten vertikalen Kohärenzamplituden sind für die Windeinwirkungen auf frontal angeströmte Fassadenelemente zu finden. Tendenzielle Aussagen zu den Amplituden der vertikalen Kohärenz in Abhängigkeit von der Anströmrichtung auf die Fassadenelemente können ansonsten basierend auf den vorliegenden Messungen nicht gefolgert werden. Teilweise sind für leeseitige Einwirkungen größere vertikale Kohärenzen zu konstatieren als für die Kräfte oder Drücke auf der Luvseite.

Hochkohärente Anteile der Windeinwirkungen in vertikaler Richtung, beispielsweise als Folge der Wirbelablösungen im Bereich der Strouhalzahlen ($St = f \cdot \Delta z / \bar{u}_{z_1, z_2} \cong 0,86 \dots 1,17$) sind nicht signifikant. Die auf den einzelnen Höhen identifizierten Wirbelablöseprozesse sind meist über ein recht breites Frequenzband verteilt und nur wenig ausgeprägt, sodass die Absenz entsprechender Peaks in den vertikalen Kohärenzen wenig überrascht. In diesem Zusammenhang sind zudem die ungleichen mittleren Windgeschwindigkeiten und Turbulenzeigenschaften in den

betrachteten Höhen anzuführen, woraus unter anderem unterschiedliche zentrale Ablösefrequenzen für die beiden verkleideten Abschnitte des Mastschaftes resultieren.

Stellt man die gemessenen Windkräfte bzw. -drücke jener Turbulenzkomponente gegenüber, welche die jeweils betrachtete Einwirkung dominiert, entsprechen die Abklingkoeffizienten $C_{F,z}$ bzw. $C_{p,z}$ näherungsweise $C_{u_i,z}$. Die vertikalen Kohärenzen der Windeinwirkungen werden also entscheidend durch die Turbulenzkohärenz bestimmt. In einigen Fällen sind die kohärenten Anteile der Windeinwirkungen geringfügig größer als die der Turbulenz. Dieses ist vermutlich auf das Aufstauen der Turbulenzelemente bei der Annäherung an den Körper zurückzuführen. Entsprechend den vorliegenden Messungen in Höhen von +65 m und +104 m ($\Delta z = 39$ m) stellt für die Windeinwirkungen in vertikaler Richtung die Wahl eines Abklingkoeffizienten $C_{F,z} = C_{p,z} = 6,0$ eine sinnvolle Näherung dar; vgl. Abb. 9.7.

Dem Windlastmodell nach EC 1-2-4 liegt ein Exponentialkoeffizient $C_{u,z} = 11,5$ zur Beschreibung der vertikalen Kohärenzfunktion zugrunde. Die kohärenten Anteile der in verschiedenen Höhen am Mast Gartow gemessenen Windkräfte und -drücke werden durch diesen Ansatz deutlich unterschätzt. Bei der Angabe der auf ein hohes, schlankes Bauwerk wirkenden Bemessungswindlasten auf der Grundlage des EC 1-2-4 liegt man demnach zumindest für den Standort Gartow auf der unsicheren Seite. Basierend auf den identifizierten Abklingkoeffizienten der Turbulenzkomponenten (Tab. 4.4) kann gemutmaßt werden, dass in Höhen größer als 100 m die Unterschätzung der vertikalen Kohärenzamplituden der Windeinwirkungen durch den Normansatz noch ansteigt.

Die in der Literatur angegebenen Werte zu vertikalen Abklingkoeffizienten streuen stark. Gemäß Naturversuchen von NEWBERRY *et al.* [1973] ist $C_{p,z} = 4,3$. KAWAI *et al.* [1979] nennen basierend auf Windkanalversuchen $C_{p,z} = 6,0$; die turbulente Strömung wies dabei ein Längenmaß $xL_u \cong d$ auf. Abweichend von den Gartow-Messungen zeigen die Naturmessungen von MAIER-ERBACHER [1988] deutlich niedrigere Abklingkoeffizienten für die Kohärenzen der Drücke als für diejenigen der turbulenten Geschwindigkeiten. Das Verhältnis der Koeffizienten sei $C_{p,z} = 40 \dots 90\% C_{u,z}$. Die Druckkorrelation werde nicht unmittelbar durch die Turbulenzkorrelation bestimmt, sondern durch Aufstaueffekte verstärkt (siehe oben).

Reproduzierbare Phasenbeziehungen Θ zwischen den in verschiedenen Höhen gemessenen Winddrücken und -kräften ließen sich aus den vorliegenden Messungen nicht ableiten. Nach den Naturmessungen von MAIER-ERBACHER [1988] können für Drücke im Staubereich “die belastungswirksam korrelierten Drücke fast phasengleich betrachtet werden“. Außer bei sehr großen Höhenabständen könne bei der dynamischen Analyse schlanker Bauwerke die Phasenverschiebung vernachlässigt werden, wenn man davon ausgeht, dass der maßgebliche Beitrag zur Beanspruchung im Bereich der Bauwerkseigenfrequenz erfolgt.

Abhängigkeiten der Korrelationsstruktur der Windwirkungen von der Höhe oder vom vertikalen oder horizontalen Abstand lassen sich mit dem am Mast Gartow installierten Mess-equipment nicht aufzeigen. Aus Gründen der Vollständigkeit sei erwähnt, dass ZILCH [1983] in seinem Bemessungsmodell von einer Höhenabhängigkeit der vertikalen Korrelationen der Windeinwirkungen ausgeht; vgl. Tab. 4.4. Entsprechend den Feldmessungen von GEURTS *et al.* [1997] an einem niedrigen Gebäude mit quadratischem Grundriss sind die Kohärenzen der Drücke in horizontaler Richtung wesentlich größer als die der Turbulenz. Auf der Luvseite des Gebäudes sei $C_{p,y} = 42\% C_{u,y}$, auf der Leeseite $C_{p,y} = 45\% C_{u,y}$. Dabei wurde allerdings der Abkling-

koeffizient der longitudinalen Turbulenzkomponente nicht aus Messungen bestimmt, sondern ein fiktiver Wert $C_{u,y} = 16$ zugrunde gelegt.

Kapitel 10

Resümee und Ausblick

Zur Beschreibung der Turbulenzstruktur sowie der aerodynamischen Übertragung und der resultierenden Windeinwirkungen werden an dem 344 m hohen Mast Gartow II umfangreiche Messungen durchgeführt (Kap. 3). Basierend auf den bis in eine Höhe von +341 m installierten Windsensoren lassen sich die Charakteristika der atmosphärischen Grenzschicht beschreiben (Kap. 4). Dabei werden unter anderem die aus der Literatur bekannten Ansätze zu vertikalen Profilen der mittleren Windgeschwindigkeiten und der Turbulenzintensitäten mit den Messergebnissen verglichen. Darüber hinaus werden die spektralen Eigenschaften der turbulenten Strömung aufgezeigt. Entsprechend den in großen Höhen identifizierten Korrelationsstrukturen der Windturbulenz unterschätzen die gemeinhin verwendeten Ansätze die vertikale Turbulenzkorrelation erheblich, was einer drastischen Unterschätzung der tatsächlich auf Hochbauten wirkenden dynamischen Windlasten gleichkommt.

Kernpunkt der vorliegenden Arbeit ist die Beschreibung des funktionalen Zusammenhangs zwischen den turbulenten Windgeschwindigkeitskomponenten und den resultierenden Druckschwankungen auf der Oberfläche eines Körpers. Zu diesem Zweck wurde der quadratische Schaftquerschnitt des Mastes Gartow auf zwei Höhen (+65 m und +104 m) mit außen glatten Fassadenelementen verkleidet (Kap. 3). Auf jeder Mastseite lagert ein Verkleidungselement in horizontaler Richtung auf Kraftmesszellen, sodass die gesamte auf ein solches Element wirkende Windlast erfasst wird. Die Flächen-gemittelten (integralen) Drücke werden unmittelbar gemessen. Durch simultane Messungen der Turbulenzstruktur und der resultierenden Windkräfte lassen sich die aerodynamischen Übertragungsmechanismen identifizieren. Dabei wird unterschieden zwischen der Übertragung der longitudinalen sowie der lateralen Turbulenzkomponente. Die Fehler infolge diverser Vereinfachungen bei der Angabe dynamischer Windeinwirkungen werden quantifiziert. In diesem Zusammenhang wird insbesondere auf das *quasi-stationäre Stromfadenmodell* zur aerodynamischen Admittanz eingegangen (Kap. 6.1).

Bei der konventionellen Bemessung von Hochbauten bleibt die laterale Turbulenzkomponente unberücksichtigt, allein die Windeinwirkung in longitudinaler Richtung wird angesetzt. Die Vernachlässigung der lateralen Turbulenz kann jedoch entsprechend den Messergebnissen vor allem mit Blick auf ermüdungssensitive Bauteile zu einem erheblichen Fehler bei der Schätzung der Lebensdauer von hohen, schlanken Bauwerken führen (Kap. 6.4.3).

Die während Starkwindsituationen bei Turbulenzgraden von $I_u = 10 \dots 16\%$ durchgeführten Messungen belegen, dass bei der Ermittlung dynamischer Windlasten die übliche Vernachlässigung von Geschwindigkeitsschwankungstermen von höherer Ordnung gerechtfertigt ist. Theoretische Untersuchungen zeigen allerdings, dass bei hohen Turbulenzgraden von ca. 25% die

überwiegend auf diese Linearisierung zurückzuführende Unterschätzung der mittleren dynamischen Systemantwort bis zu 20% betragen kann.

Das größte Problem bei der Angabe fluktuierender Windlasten auf der Grundlage eines quasi-stationären Modells liegt in der hinreichend genauen Erfassung des Schwankungsanteils der aerodynamischen Beiwerte infolge der Windrichtungsänderungen. Die Beiwerte sind meist stark richtungsabhängig, wobei die Abhängigkeiten insbesondere in hochturbulenter Strömung oft durch große Nichtlinearitäten gekennzeichnet sind. Der Ansatz *linearisierender Buffeting-Beiwerte* nach NIEMANN *et al.* [1996] stellt gegenüber dem üblicherweise angewandten Tangentialansatz eine eindeutig bessere Näherungslösung zur Beschreibung des Beiwerteprozesses dar (Kap. 6.2). Allerdings verbleiben entsprechend den vorliegenden Messergebnissen auch bei Ansatz der *Buffeting*-Beiwerte nicht unbedeutende Unsicherheiten bei der Beschreibung dynamischer Windlasten. Die fundamentale Annahme GAUSS-verteilter aerodynamischer Beiwerte ist nämlich nicht immer zulässig.

Zum Vergleich der während eines Starkwindereignisses gemessenen Systemantworten des Mastes mit Ergebnissen von FE-Berechnungen wurden aus den simultan aufgezeichneten Geschwindigkeitskomponenten die Windlasten auf der Basis des quasi-stationären Admittanzansatzes nach NIEMANN bestimmt (Kap. 6.4.4). Die Übereinstimmung der gemessenen und berechneten Systemantworten ist sehr gut, was ein Indiz für die häufig opportune Anwendung dieses Admittanzmodells ist. Weitere in diese Richtung gehende Untersuchungen sind anzuraten, um die böeninduzierten räumlichen Schwingungen von Hochbauten verlässlich angeben zu können.

Entgegen der Annahme des quasi-stationären Modells ist die aerodynamische Übertragung tatsächlich abhängig von der Frequenz. Die Druckspektren folgen für hohe Frequenzen nicht dem KOLMOGOROFFschen Trägheitsbereich, sondern laufen steiler aus als die Turbulenzspektren (Kap. 5). Für die im Zentrum einer nahezu frontal angeströmten Fassade gemessenen Druckfluktuationen gilt in etwa die Proportionalität $S_{pp} \propto f^{-8/3}$. Damit laufen die Druckspektren flacher aus als es die *rapid distortion theory* vorsieht [HUNT 1990]. Bei großen Flächen wird dieser Effekt verstärkt durch die korrelative Wirkung der räumlich begrenzten Böenballen. Die Spektren der gemessenen Windkräfte laufen daher steiler aus als die der diskreten Drücke. Für Wandbereiche in abgelöster Strömung ist im hochfrequenten Bereich kein einheitliches Bild bezüglich des spektralen Verlaufs der Windeinwirkungen festzustellen.

Das gegenüber dem Turbulenzspektrum tatsächlich steilere Auslaufen der Druckspektren im hochfrequenten Bereich wird durch das quasi-stationäre Übertragungsmodell nicht erfasst. Da dieser Effekt sich auf einen recht energiearmen Frequenzbereich beschränkt, sind die daraus resultierenden Modellfehler bei der Angabe dynamischer Böenlasten jedoch gering. Dagegen wirkt sich die räumliche Korrelation der Turbulenz bei Bauwerken mit großen Abmessungen auch auf niederfrequente Spektralamplituden aus, was einen entsprechend großen Einfluss auf die resultierenden Windkräfte haben kann. Wird allerdings zur Erfassung der beschriebenen Effekte eine frequenzabhängige Erweiterung des *quasi-stationären Stromfadenmodells* vorgenommen, können bei Berücksichtigung sowohl der longitudinalen als auch der lateralen Turbulenz, die auf luvseitige Körperoberflächen wirkenden dynamischen Windlasten hinreichend genau beschrieben werden. Diese Erweiterung kann beispielsweise mittels frequenzabhängiger aerodynamischer Beiwerte bzw. durch die Einführung frequenzabhängiger Übertragungsfunktionen geschehen. Für die realitätsnahe Angabe dynamischer Windeinwirkungen auf Körperoberflächen in

abgelöster Strömung taugt das Stromfadenmodell indes nicht. Hier sind neben turbulenzinduzierten zusätzlich körperinduzierte Windkräfte zu berücksichtigen (siehe unten).

In Kap. 7.3 werden frequenzabhängige Funktionen der aerodynamischen Admittanz beschrieben. Anders als bei vielen anderen Untersuchungen werden dabei ausschließlich die miteinander korrelierten Anteile zwischen der turbulenten Anströmung und den Windeinwirkungen beachtet. Das Modell ist turbulenzkonditioniert. Körperinduzierte Druckschwankungen, welche mit der Windturbulenz weitgehend unkorreliert sind, werden nicht berücksichtigt. Es werden Admittanzparameter zu verschiedenen Anströmbedingungen vorgeschlagen. Die Vergleiche geschätzter Admittanzfunktionen mit entsprechenden Ansätzen aus der Literatur fallen unterschiedlich befriedigend aus. Da die Windeinwirkungen entscheidend durch das Integrallängenmaß und die Intensität der anströmenden Turbulenz bestimmt werden, bietet es sich an, in folgenden Untersuchungen Admittanzfunktionen in Abhängigkeit von diesen Parametern aufzustellen.

Auf der Grundlage der identifizierten Admittanzfunktionen werden in Kap. 7.4 konditionierte Winddruck- und Kraftspektren geschätzt. In einem ersten Schritt werden dabei nur die linearen Glieder des multivariaten Übertragungsmodells beachtet. Gegenüber der alleinigen Berücksichtigung einer einzigen Turbulenzkomponente führt der Ansatz sowohl der longitudinalen als auch der lateralen Turbulenz in vielen Fällen zu einer deutlichen Modellzuschärfung. Für eine hinreichend genaue Angabe der dynamischen Windlasten ist der Ansatz beider Turbulenzkomponenten meist unerlässlich. In einem zweiten Schritt auf dem Weg zur Beschreibung turbulenzinduzierter Kraft- und Druckspektren werden auch die nichtlinearen Übertragungsglieder infolge des quadratischen Zusammenhangs zwischen den fluktuierenden Geschwindigkeiten und den Windeinwirkungen erfasst. Der auf die nichtlineare Übertragung zurückzuführende Spektralanteil verläuft im hochfrequenten Bereich oft flacher aus als jener Anteil infolge linearer Übertragungsmechanismen.

Entsprechend den Gartow-Messungen lassen sich in anliegender Strömung bis zu 93% der gemessenen Kraft- und Druckschwankungen durch das angewandte *instationäre Stromfadenmodell* erklären. Die Beschränkung des multivariaten Übertragungsmodells auf die an einem Ort nahe der Staupunktlinie gemessenen longitudinalen und lateralen Turbulenzeigenschaften scheint hinreichend zu sein. Entscheidende Modellverbesserungen infolge der Einbeziehung weiterer Turbulenzkomponenten abseits der Staupunktlinie sind nicht zu erwarten. In strömungsp parallelen und leeseitigen Querschnittsbereichen beträgt der durch das Modell beschriebene Anteil der Windeinwirkungen noch etwa 30 ... 50%. Die Modellabweichungen sind überwiegend durch körperinduzierte Effekte zu erklären.

Der geschätzte Spektralanteil der quadratischen Übertragungsglieder an den fluktuierenden Windeinwirkungen beträgt meist deutlich weniger als 8%. Für die Windkräfte auf leeseitige Fasadensbereiche werden allerdings z. T. recht hohe Anteile als Folge dieser nichtlinearen Übertragung geschätzt. Ergänzende Untersuchungen müssen klären, ob diese Anteile auf statistische Unsicherheiten bei deren Identifizierung zurückzuführen sind oder ob dadurch der reale Zusammenhang richtig wiedergegeben wird. Das angewandte Modell stellt im Übrigen nur eine von mehreren Möglichkeiten zur Erfassung der systemimmanenten Nichtlinearitäten im Frequenzbereich dar. Modellverbesserungen lassen sich u. U. durch die Analyse von Spektralfunktionen höherer Ordnung oder durch eine Vertauschung der Reihenfolge der einzelnen Glieder des nichtlinearen Übertragungsweges erzielen; vgl. HÖLS [1995].

Der Prozess der periodischen Wirbelablösungen wird in der vorliegenden Arbeit nur am Rande behandelt. Ergänzende Analysen könnten beispielsweise darauf zielen, die daraus resultierenden Erregerkräfte basierend auf den Messungen in der atmosphärischen Grenzschicht eingehend zu beschreiben. Für unterschiedliche Turbulenzstrukturen sowie mittlere Windgeschwindigkeiten und Anströmrichtungen könnten die zentralen Strouhalzahlen St identifiziert werden sowie Maße zur Erfassung des breitbandigen Ablöseprozesses bestimmt werden.

Mit den installierten Windsensoren werden sowohl die Geschwindigkeitsfluktuationen der weitgehend ungestörten Anströmung als auch die der Nachlaufströmung erfasst. Eine Aufgabe künftiger Untersuchungen könnte die Beschreibung der Abhängigkeiten zwischen den strömungsparallelen und leeseitigen Windeinwirkungen sowie den Geschwindigkeiten im Strömungsnachlauf sein. Dazu kann auf die in der vorliegenden Arbeit angewandte Methode zum Aufzeigen von Abhängigkeiten im Frequenzbereich zurückgegriffen werden.

Die Windgeschwindigkeitskomponenten können in guter Näherung als GAUSS-verteilt unterstellt werden. Wegen der nichtlinearen aerodynamischen Übertragung sind die Verteilungen der Windeinwirkungen dagegen schief (Kap. 8). Während für luvseitige Fassaden - außer in hochturbulenter Strömung - die Annahme GAUSS-verteilter Windlasten noch gerechtfertigt ist, weisen die Verteilungen der Windeinwirkungen auf Fassadenbereiche in abgelöster Strömung eine exponentielle Form auf. Im für die Bemessung windsogbeanspruchter Fassadenelemente maßgebenden Verteilungsarm ist in realiter viel mehr Wahrscheinlichkeit konzentriert als Modelle basierend auf konventionellen Annahmen angeben. Die negativen Spitzenwerte liegen deutlich über jenem Niveau, welches beispielsweise Modelle beschreiben, die von Gauss-verteilter Windkräften oder einer quasi-stationären aerodynamischen Übertragung ausgehen. Dieses hat natürlich entscheidende Auswirkungen auf die Bemessung bzw. Sicherheit der genannten Bauteile.

Die effektivste Methode zur Beschreibung von Bemessungswindlasten stellt die Extremwertanalyse dar. Die klassierten absoluten Extrema der einzelnen Zeitschriebe zu den Windkräften auf die Fassaden lassen sich gut durch die theoretische Extremwertverteilung nach GUMBEL approximieren (Kap. 8.3). Eine Gegenüberstellung der mit den 30 größten Werten der einzelnen 30min-Messschriebe geschätzten Mittelwerte der Extremwertverteilungen sowie den jeweils zugehörigen absoluten Extremwerten der Messschriebe zeigt, dass diese sich nur wenig voneinander unterscheiden. In Abb. 8.8 sind die Verteilungsparameter zu den identifizierten Extremwertverteilungen der aerodynamischen Beiwerte dargestellt. Auf dieser Grundlage können in Kombination mit den in der Literatur spezifizierten Extremwertverteilungen zu den mittleren Windgeschwindigkeiten bemessungsrelevante Windeinwirkungen einfach geschätzt werden.

Für die Merkmalsunterscheidung werden die Extremwerte der fluktuierenden aerodynamischen Beiwerte recht grob in zwei Klassen eingeteilt. Es wird unterschieden zwischen Extremwerten, denen ein Prozess mit einem positiven mittleren Beiwert zugrunde liegt, und Extremwerten zugehörig einem Beiwerteprozesses mit negativem Mittelwert. Auf der Grundlage weiterer Messungen ist eine Verfeinerung bzw. Absicherung dieser Abgrenzung möglich. Unter Umständen ist eine Einteilung in mehr als zwei Klassen sinnvoll. Zudem wäre zu klären, inwieweit sich die Extremwertverteilung der auf die Fassadenflächen wirkenden Kräfte von der vergleichbaren Verteilung der im Fassadenzentrum wirkenden Drücke unterscheidet. Eine signifikante Glättung der Spitzenwerte der Flächen-gemittelten Drücke (Windkräfte) infolge des Effekts einer räumli-

chen Filterung konnte durch die Gartow-Messungen bislang nicht bestätigt werden. Grundsätzlich ist im Zuge künftiger Forschungsarbeiten anzustreben, den Extremwertanalysen eine größere Datenbasis entsprechend einer größeren Anzahl von Messungen zugrunde zu legen, um deren statistische Aussagekraft zu erhöhen. Modellverbesserungen sind unter Umständen zu erzielen, wenn für die Approximation der gemessenen extremen Windeinwirkungen die *Reverse Weibull-Verteilung* (Extremwertverteilung Typ III) gewählt wird; vgl. KASP [2001].

Gemeinhin wird gemäß dem quasi-stationären Modell von einer vollständigen Korrelation der auf der Luv- und Leeseite eines Körpers wirkenden Windkräfte ausgegangen. Entsprechend den Gartow-Messungen sind die luv- und leeseitigen Windkräfte jedoch quasi unkorreliert (Kap. 9.1). Die Fluktuationen der leeseitigen Kräfte sind nahezu vernachlässigbar klein. Auf der Grundlage der Messergebnisse wird ein Vorschlag zur Erfassung der Luv-Lee-Korrelation abgeleitet. Der dynamische Anteil der für die Bemessung eines gewöhnlichen Hochhauses anzusetzenden Windlasten reduziert sich mit diesem erweiterten Ansatz gegenüber dem Windlastmodell nach EC 1-2-4, welches die Luv-Lee-Korrelation nicht erfasst, um ca. 15%.

Die vertikalen Korrelationen der Windkräfte werden maßgeblich durch die Korrelationsstruktur der Turbulenz bestimmt. Die luvseitigen Windeinwirkungen sind über die Höhe in einigen Fällen besser miteinander korreliert als die leeseitigen Einwirkungen (Kap. 9.2). Für die im Zentrum der leeseitigen Fassaden gemessenen Drücke werden größere vertikale Wechselbeziehungen festgestellt als für die vergleichbaren Windkräfte. Dessen ungeachtet können gemäß den beschriebenen Messergebnissen die vertikalen Abhängigkeiten der turbulenten Anströmung mit denen der resultierenden Windeinwirkungen in guter Näherung gleichgesetzt werden.

Mit den in dieser Arbeit beschriebenen Messergebnissen stehen Beurteilungsgrößen zur Verfügung, mit denen die aufgeworfenen Fragen zur Güte konventioneller aerodynamischer Admittanzansätze zur Böenwirkung auf hohe, schlanke Bauwerke beantwortet werden können. Damit ist eine Grundvoraussetzung gegeben, um stochastisch-räumliche Schwingungen von Tragwerken wie abgespannten Masten und Hochhäusern zuverlässig zu beschreiben. Die in Abb. 1.3 gezeigte Modellkette zur Ermittlung dynamischer Bauwerksantworten ist für den Mast Gartow weitgehend erklärt. Die mit den Messergebnissen begründeten Bemessungsvorschläge können zur Formulierung allgemeingültiger Normansätze herangezogen werden. Sie sollten jedoch grundsätzlich im Kontext mit anderen Forschungsergebnissen gesehen werden. Einige der Messergebnisse weichen von den üblicherweise verwendeten Windlastmodellen mehr oder minder stark ab. Inwieweit diese Abweichungen auf die Bemessung von Hochbauten durchschlagen, kann für die Vielzahl möglicher Körperformen sowie Turbulenzstrukturen nicht pauschal beantwortet werden, da die einzelnen Auswirkungen der identifizierten Effekte gegenüber denen der konventionellen Ansätze verschieden sind.

Diverse Effekte lassen sich auf der Basis der ausgewerteten Messungen derzeit noch nicht verlässlich beschreiben. Dazu sind die einzelnen Parameter der aerodynamischen Übertragung zu sehr anfällig gegenüber kleinsten Änderungen sowohl der Turbulenzstruktur als auch der Form und den Abmessungen des angeströmten Körpers. Zur Absicherung und Erweiterung der beschriebenen Erkenntnisse sind weitere Untersuchungen wichtig. Es bietet sich an, die in der Natur am Mast Gartow gewonnenen Erkenntnisse mit Windkanalversuchen in definierter Strömung abzugleichen.

Literatur

- ANG [1975] Ang, A.H-S. & Tang, W.H.: *Probability Concepts in Engineering Planning and Design. Vol. 1: Basic principles*. New York: John Wiley & Sons.
- BAKER [2001] Baker, C.J.: Unsteady wind loading on a wall. *Wind and Structures* **4**(5): 413-440.
- BARD [1984] Bardowicks, H.: A new six-component balance and applications on wind tunnel models of slender structures. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **16**: 341-349.
- BEAR [1971] Bearman, P.W.: An investigation of the forces on flat plates normal to a turbulent flow. *Journal of Fluid Mechanics* **46**(1): 177-198.
- BEAR [1972a] Bearman, P.W.: Some measurements of the distortion of turbulence approaching a two-dimensional bluff body. *Journal of Fluid Mechanics* **53**(3): 451-467.
- BEAR [1972b] Bearman, P.W. & Trueman, D.M.: An investigation of the flow around rectangular cylinders. *Aeronautical Quarterly* **23**: 229-237.
- BEHR [2003] Behrens, M.: Böenindizierte Querschwingungen hoher, schlanker Bauwerke. In Deutscher Ausschuss für Stahlbau DAST, J. Lindner & U. Peil (Hrsg.), *14. DAST-Forschungskolloquium Stahlbau, Forschungsbericht 1/2003*. Düsseldorf: Stahlbau Verlags- und Service GmbH.
- BEND [1990] Bendat, J.S.: *Nonlinear system analysis and identification from random data*. New York: John Wiley & Sons.
- BEND [1993] Bendat, J.S. & Piersol, A.G.: *Engineering applications of correlation and spectral analysis*. New York: John Wiley & Sons.
- BEND [2000] Bendat, J.S. & Piersol, A.G.: *Random Data - Analysis and Measurement Procedures*. New York: John Wiley & Sons.
- BOGGS [1992] Boggs, D.W.: Validation of the aerodynamic model method. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **41-44**: 1011-1022.
- BRUST [1981] Brust, H., Baetke, F. & Gräbeldinger, W.: Untersuchung der aerodynamischen Übertragungsfunktion für schlanke, kreiszylindrische Bauwerke im natürlichen Wind am Beispiel des Fernsehturns München. *Konstruktiver Ingenieurbau-Berichte - Gebäudeaerodynamik*. Ruhr-Universität Bochum. Heft 35/36: 26-34.
- CAST [1977] Castro, I.P. & Robbins, A.G.: The flow around a surface-mounted cube in uniform and turbulent streams. *Journal of Fluid Mechanics* **79**(2): 307-335.
- CIES [1992] Ciesielski, R.: O katastrofach i defektach stalowych mastow radiowo-telewizyjnych. *Budowle Przemyslowe I Inzynierskie* **3**: 73-82. (auf polnisch, zitiert in [SCHE 1994])
- CHENG [1992] Cheng, C.M., Lu, P.C. & Chen, R.H.: Wind loads on square cylinder in homogeneous turbulent flows. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **41-44**: 739-749.
- CHENG [1999] Cheng, C.M., Lo, H.Y. & Lu, P.C.: Acrosswind responses of square shaped high-rise buildings with eccentricities. In A. Larsen, G.L. Larose & F.M. Livesey (Hrsg.), *Wind Engineering into the 21st Century; Proc. 10th Int. Conf. on Wind Eng., Copenhagen, 21-24 June 1999*: 631-636. Rotterdam: Balkema.
- CHOI [2000] Choi, C.K. & Kwon, D.K.: Determination of the Strouhal number based on the aerodynamic behaviour of rectangular cylinders. *Wind and Structures* **3**(3): 209-220.
- CLOR [1986] Clormann, U.H., Seeger, T.: *Rainflow-HCM*: Ein Zählverfahren für Betriebsfestigkeitsnachweise auf werkstoffmechanischer Grundlage, *Stahlbau* **55**(3): 65-71.
- COOK [1979] Cook, N.J. & Mayne, J.R.: A novel working approach to the assessment of wind loads for equivalent static design. *Journal of Industrial Aerodynamics* **4**: 149-164.

- COOK [1980] Cook, N.J. & Mayne, J.R.: A refined working approach to the assessment of wind loads for equivalent static design. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **6**: 125-137.
- COOK [1990] Cook, N.J.: *The designer's guide to wind loading of building structures. Part 2: Static structures*. London: Butterworths.
- COOK [1998] Cook, N.J.: Improving the Gumbel analysis by using M -th highest extremes. *Wind and Structures* **1**(1): 25-42.
- COUR [1982] Courchesne, J., Laneville, A.: An experimental evaluation of drag coefficients for rectangular cylinders exposed to grid turbulence. *Journal of Fluids Engineering* **104**: 523-528.
- DALG [1971] Dalglish, W.A.: Statistical treatment of peak gusts on claddings. *Journal of the Structural Division ASCE* **97**(9): 2173-2187.
- DALG [1979] Dalglish, W.A., Templin, J.T. & Cooper, K.R.: Comparisons of wind tunnel and full-scale building surface pressures with emphasis on peaks. *Wind Engineering; Proc. 5th Int. Conf. on Wind Eng., Fort Collins, Colorado, 8-14 July 1979*: 553-565.
- DAVE [1961] Davenport, A.G.: The application of statistical concepts to the wind loading of structures. *Proceedings of the Institution of Civil Engineers* **19**, **6480**: 449-472. London: Telford Services.
- DAVE [1962] Davenport, A.G.: The response of slender, line-like structures to a gusty wind. *Proceedings of the Institution of Civil Engineers* **23**, **6610**: 389-408. London: Telford Services.
- DAVE [1964] Davenport, A.G.: Note on the distribution of the largest value of a random function with application to gust loading. *Proceedings of the Institution of Civil Engineers* **28**, **6793**: 187-196. London: Telford Services.
- DAVE [1967] Davenport, A.G.: Gust loading factors. *Journal of the Structural Division ASCE* **93**(3): 11-34.
- DAVE [1982] Davenport, A.G.: The interaction of wind and structures. In E. Plate (Hrsg.), *Engineering Meteorology*. Elsevier.
- DIN 1055 Teil 100 [03.01] *Grundlagen der Tragwerksplanung, Sicherheitskonzept, Bemessungsregeln*. DIN Deutsches Institut für Normung e. V., Beuth Verlag, Berlin.
- DUCH [1975] Duchêne-Marullaz, P.: Measurements of atmospheric turbulence in a suburban area. *Proc. 4th Int. Conf. On Wind Effects on Buildings and Structures, Heathrow*. Cambridge Univ Press.
- EC 1-2-4 [1995] ENV 1991-2-4:1995: *Eurocode 1, Basis of Design and Action on Structures, Part 2-4: Wind Actions*. CEN, Brussels, Belgium.
- EC 3-1-1 [1992] ENV 1993-1-1:1992: *Eurocode 3, Design of Steel Structures, Part 1-1: General rules for buildings*. CEN, Brussels, Belgium.
- EC 3-7 [2003] ENV 1993-7-1:2003: *Eurocode 3, Design of Steel Structures, Part 7-1: Tower, masts and chimneys*. CEN, Brussels, Belgium.
- EMEIS [2002] Emeis, S.: Wenn des Nachts der Wind aufdreht. *Neue Energie* **7**: 100-103.
- ENGINEERING SCIENCES DATA UNIT (ESDU) International plc., London.
- ESDU 71016 [1978] *Fluid forces, pressures and moments on rectangular blocks*.
- ESDU 74030 [1976] *Characteristics of atmospheric turbulence near the ground. Part I: definitions and general information*.
- ESDU 82026 [1990] *Strong winds in the atmospheric boundary layer. Part 1: mean-hourly wind speeds*.
- ESDU 83045 [1984] *Strong winds in the atmospheric boundary layer. Part 2: discrete gust speeds*.
- ESDU 85020 [1990] *Characteristics of atmospheric turbulence near the ground. Part II: single point data for strong winds (neutral atmosphere)*.
- ESDU 86010 [1991] *Characteristics of atmospheric turbulence near the ground. Part III: variations in space and time for strong winds (neutral atmosphere)*.
- ESDU 89049 [1990] *Response of structures to atmospheric turbulence. Response to across-wind turbulence components*.
- FÁBI [1973] Fábián, L.: *Zufallsschwingungen und ihre Behandlung*. Berlin: Springer-Verlag.
- FISCH [1999] Fischer, L.: Sicherheitskonzept für neue Normen - ENV und DIN-neu, Teil 1 bis 12. *Bau-technik* **75**(11) bis **77**(1).

- FLAGA [1994] Flaga, A.: *Quasisteady Theory in Aerodynamics of Slender Structures*. Sonderforschungsbereich Tragwerksdynamik, Ruhr-Universität Bochum. SFB 151, Berichte Nr. 25.
- FLAGA [1994b] Flaga, A. & Romanczuk, W.: Aerodynamic admittance and joint acceptance functions for tower-shaped structures in quasisteady theory of wind loading. *East Europ. Conf. on Wind Eng., Warsaw, Poland*, 4-8 July 1994.
- FLOR [2002] Floris, C. & Iseppi, L. de: Stochastic along-wind response of nonlinear structures to quadratic wind pressure. *Wind and Structures* **5** (5): 423-440.
- FOKEN [1990] Foken, Th.: *Turbulenter Energieaustausch zwischen Atmosphäre und Unterlage*. Berichte des Deutschen Wetterdienstes, Nr. 180, Offenbach.
- FÖRS [1972] Försting H. & Manea, V.: *Zur analytischen Behandlung des nichtlinearen Galloping-Problems*. Ingenieur-Archiv Band 42.
- FÖRS [1974] Försting H.: *Grundlagen der Aeroelastik*. Berlin - Heidelberg - New York: Springer-Verlag.
- GEUR [1997] Geurts, C.P.W., Rutten, H.S. & Wisse, J.A.: Spectral characteristics of wind induced pressures on a full scale building in suburban terrain. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **69-71**: 609-618.
- GEUR [1998] Geurts, C.: Validation of wind loading codes by experiments. *Heron* **43**(2): 85-98.
- GILA [2000] Gilani, A. & Whittaker, A.: Fatigue-life of steel post structures. *Journal of Structural Engineering*, **126**(3): 322-340.
- GIOF [2001] Gioffre, M., Gusella, V. & Grigoriu, M.: Non-gaussian wind pressure on prismatic buildings. *Journal of Structural Engineering* 09/2001: 981-995.
- GRABE [1995] Graße, W.: Zur Kombination zeitveränderlicher Einwirkungen. *Stahlbau* **64**(8): 230-238.
- GRIG [1986] Grigoriu, M.: Response of linear systems to quadratic gaussian excitations. *Journal of Engineering Mechanics* **112**: 523-535.
- GRÜN [2001] Grünberg, J.: Sicherheitskonzept für den konstruktiven Ingenieurbau nach DIN 1055-100. *Bauingenieur* **76**: 549-555.
- GUMB [1958] Gumbel, A.J.: *Statistics of extremes*. New York: Columbia University Press.
- HARR [1980] Harris, R.I., Deaves, D.M.: The structure of strong winds. *Proc. CIRIA Conf. on Wind Eng. in the Eighties*: Paper 4. Construct. Indust. Res. and Inf. Assocn. (CIRIA), London.
- HART [1965] Den Hartog, J.P.: *Mechanical Vibrations*. New-York: McGraw-Hill.
- HELL [1915] Hellmann, G.: Über die Bewegung der Luft in den untersten Schichten der Atmosphäre. *Meteorologische Zeitschrift* **32**: 1-16. (zitiert in PETERS [1996])
- HENG [1999] Hengst, S.: *Zeitbereichssimulation der nichtlinearen Böenwirkung bei abgespannten Masten*. Mitteilung Nr. 99-1, Institut für konstruktiven Ingenieurbau, Ruhr-Universität Bochum.
- HINZE [1975] Hinze, J.O.: *Turbulence*. New York: McGraw-Hill.
- HO [1999] Ho, T.C.E., Lythe, G.R. & Isyumov, N.: Structural loads and responses from the integration of instantaneous pressures. In A. Larsen, G.L. Larose & F.M. Livesey (Hrsg.), *Wind Engineering into the 21st Century; Proc. 10th Int. Conf. on Wind Eng., Copenhagen, 21-24 June 1999*: 1505-1510. Rotterdam: Balkema.
- HÖFF [1997] Höffer, R.: *Stationäre und instationäre Modelle zur Zeitbereichssimulation von Windkräften an linienförmigen Bauwerken*. Mitteilung Nr. 97-2, Institut für konstruktiven Ingenieurbau, Ruhr-Universität Bochum.
- HÖLS [1993] Hölscher, N.: *Ein multivariater Ansatz für die aerodynamische Übertragungsfunktion der Winddrücke in atmosphärischer Grenzschichtströmung*. Mitteilung Nr. 93-3, Institut für konstruktiven Ingenieurbau, Ruhr-Universität Bochum.
- HÖLS [1995] Hölscher, N.: Zur aerodynamischen Admittanz der Winddrücke an stumpfen Körpern. In V. Görndt & M. Kasperski (Hrsg.), *Windingenieurwesen, Baudynamik und Umwelttechnik: Aktuelle Entwicklung in Forschung und Praxis*: 85-107. Sonderforschungsbereich Tragwerksdynamik, Ruhr-Universität Bochum. SFB 151, Berichte Nr. 27.
- HÖLS [2001] Hölscher, N., Hortmanns, M. & Sahlmen, J.: Praxisnahe Erfassung von Windwirkungen an Industrie- und Hochbauten. In U. Peil (Hrsg.), *Windeinwirkungen im Bauwesen*, WtG-Berichte Nr. 7.

- HOLM [1976] Holmes, J.D.: Pressure fluctuations on a large building and alongwind structural loading. *Journal of Industrial Aerodynamics* **1**: 249-278.
- HOLM [1981] Holmes, J.D.: Non-gaussian characteristics of wind pressure fluctuations. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **7**: 103-108.
- HOLM [2001] Holmes, J.D.: *Wind Loading of Structures*. London, New York: Spon Press.
- HOSO [1999] Hosoya, N., Cermak, J.E. & Dodge, S.M.: Area-averaged pressure fluctuations on surfaces at roof corners and gable peaks. In A. Larsen, G.L. Larose & F.M. Livesey (Hrsg.), *Wind Engineering into the 21st Century; Proc. 10th Int. Conf. on Wind Eng., Copenhagen, 21-24 June 1999*: 1779-1785. Rotterdam: Balkema.
- HOVEN [1957] Hoven, I. van der: Power spectrum of horizontal wind speed in the frequency range from 0,0007 to 90 Hz. *Journal of Meteorology* **14**: 160-164.
- HOXEY [1996] Hoxey, R.P., Richards, P.J., Richardson, G.M., Robertson, A.P. & Short, J.L.: The folly of using extreme-value methods in full-scale experiments. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **60**: 109-122.
- HOXEY [1999] Hoxey, R., Short, L. & Richards, P.: Quasi-steady theory developed with experimental verification. In A. Larsen, G.L. Larose & F.M. Livesey (Hrsg.), *Wind Engineering into the 21st Century; Proc. 10th Int. Conf. on Wind Eng., Copenhagen, 21-24 June 1999*: 1679-1686. Rotterdam: Balkema.
- HOXEY [2002] Hoxey, R.P., Richards, P.J. & Short, J.L.: A 6 m cube in an atmospheric boundary layer flow - Part 1. Full-scale and wind-tunnel results. *Wind and Structures* **5** (2-4): 165-176.
- HUNT [1982] Hunt, A.: Wind-tunnel measurements of surface pressures on cubic building models at several scales. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **10**: 137-163.
- HUNT [1973] Hunt, J.C.R.: A theory of turbulent flow round two-dimensional bluff bodies. *Journal of Fluid Mechanics* **61**(4): 625-706.
- HUNT [1978] Hunt, J.C.R., Abell, C.J., Peterka, J.A. & Woo, H.: Kinematical studies of the flows around free or surface-mounted obstacles; applying topology to flow visualization. *Journal of Fluid Mechanics* **86**: 179-200.
- HUNT [1990] Hunt, J.C.R.: A review of velocity and pressure fluctuations in turbulent flows around bluff bodies. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **35**: 49-85.
- HUNT [1999] Hunt, J.C.R. & Durbin, P.A.: Perturbed vortical layers and shear sheltering. *Fluid Dynamics Research* **24**: 375-404.
- HUTH [1975] Huthloff, E.: Windkanaluntersuchungen zur Bestimmung der periodischen Kräfte bei der Umströmung schlanker scharfkantiger Körper. *Stahlbau* **44**(4): 97-103.
- JESI [1993] Jesień, W., Stathopoulos, T. & Ha, H.K.: Dynamic along-wind response of buildings: Comparative study. *Journal of Structural Engineering ASCE* **119**(5): 1498-1515.
- KAIM [1972] Kaimal, J.C., Wyngaard, J.C., Izumi, Y. & Coté, O.R.: Spectral characteristics of surface-layer turbulence. *Quart. J. R. Met. Soc.*: 531-589.
- KARE [1980] Kareem, A.: Fluctuating wind loads on buildings. *Journal of the Engineering Mechanics Division ASCE* **108**(6): 1086-1102.
- KARE [1984a] Kareem, A.: Model for predicting the acrosswind response of buildings. *Engineering Structures* **6**: 136-141.
- KARE [1984b] Kareem, A. & Cermak, J.E.: Pressure fluctuations on a square building model in boundary-layer flows. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **16**: 17-41.
- KARE [1992] Kareem, A.: Dynamic response of high-rise buildings to stochastic wind loads. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **41-44**: 1101-1112.
- KARE [1994] Kareem, A. & Li, Y.: Modelling of wave-induced drift forces at displaced position of compliant offshore platforms. *Structural Safety & Reliability*: 489-495.
- KARE [1997] Kareem, A., Tognarelli, M.A. & Gurley, K.R.: Modeling & analysis of quadratic term in the wind effects on structures. In G. Solari (Hrsg.), *Proc. 2nd European & African Conf. on Wind Eng., Genova, Italy, 22-26 June 1997*: 1901-1910.

- KASP [1997] Kasperski, M.: Climate change and design wind load concepts. In G. Solari (Hrsg.), *Proc. 2nd European & African Conf. on Wind Eng., Genova, Italy, 22-26 June 1997*: 147-154.
- KASP [2001a] Kasperski, M.: *Extremwertanalyse der Windgeschwindigkeiten für das Gebiet der Bundesrepublik Deutschland*, Bericht eines vom Deutsches Institut für Bautechnik geförderten Vorhabens der Ruhr-Universität Bochum.
- KASP [2001b] Kasperski, M.: Die neue Windzonenkarte für Deutschland. In U. Peil (Hrsg.), *Windeinwirkungen im Bauwesen*, WtG-Berichte Nr. 7.
- KAWAI [1979] Kawai, H., Katsura, J. & Ishizaki, H.: Characteristics of pressure fluctuations on the windward wall of a tall building. *Wind Engineering; Proc. 5th Int. Conf. on Wind Eng., Fort Collins, Colorado, 8-14 July 1979*: 519-528.
- KAWAI [1983] Kawai, H.: Pressure fluctuations on square prisms - applicability of strip and quasi-steady theories. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **13**: 197-208.
- KAWAI [1992] Kawai, H.: Vortex induced vibration of tall buildings. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **41-44**: 117-128.
- KOLM [1941] Kolmogoroff, N.: The local structure of turbulence in an incompressible fluid for large wave numbers. *C.R. Akad. Sci. U.S.S.R* **41**: 301-318. (zitiert in LAZA [1985])
- KIJE [1998] Kijewski, T. & Kareem, A.: Dynamic wind effects: a comparative study of provisions in codes and standards with tunnel data. *Wind and Structures* **1**(1): 77-109.
- KNIS [1990] Knisely, C.W.: Strouhal numbers of rectangular cylinders at incidence: a review and new data. *Journal of Fluid and Structures* **4**: 371-393.
- KUMAR [1998] Kumar, K.S. & Stathopoulos, T.: Spectral density functions of wind pressures on various low building roof geometries. *Wind and Structures* **1**(3): 203-223.
- KUMAR [2000] Kumar, K.S. & Stathopoulos, T.: Wind loads on low buildings roofs: a stochastic perspective. *Journal of Structural Engineering ASCE* **126**(8): 944-956.
- KUMAR [2001] Kumar, K.S. & Stathopoulos, T.: Generation of local wind pressure coefficients for the design of low buildings roofs. *Wind and Structures* **4**(6): 455-468.
- LAWS [1980] Lawson, T.V.: *Wind effects on buildings. Vol. 1: Design Applications*. London: Applied Science Publisher Ltd.
- LAIHO [1999] Laiho, L.: Zusammenstellung über 167 Einstürze und Schadensfälle außerhalb der ehemaligen UdSSR. Erarbeitet in der Working Group "Masts and Towers" der "International Association for Shell and Structures" (IASS).
- LAZA [1985] Lazaridis, N.: *Zur dynamischen Berechnung abgespannter Maste und Kamine in böigem Wind unter besonderer Berücksichtigung der Seilschwingungen*. Dissertation, Universität der Bundeswehr München: Lehrstuhl und Laboratorium für Stahlbau.
- LEE [1975] Lee, B.E.: The effect of turbulence on the surface field of a square prism. *Journal of Fluid Mechanics* **69**: 263-282.
- LEE [1988] Lee, B.E. & Ng, W.K.: Comparisons of estimated dynamic along-wind responses. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **30**: 153-162.
- LEE [1998] Lee, S.: Numerical study of wake structure behind a square cylinder at high Reynold number. *Wind and Structures* **2**(1): 127-144.
- LETCH [1993a] Letchford, C.W., Iverson, R.E. & McDonald, J.R.: The application of the quasi-steady theory to full scale measurements on the Texas Tech Buildings. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **48**: 111-132.
- LETCH [1993b] Letchford, C.W. & Mehta, K.C.: The distribution and correlation of fluctuating pressures on the Texas Tech Building. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **50**: 225-234.
- LIND [1993] Lindner, H.: Untersuchungen zum Turbulenzeinfluss auf die Galloping-Schwingungen rechteckiger prismatischer Körper. *VDI Fortschrittberichte Reihe 4: Bauingenieurwesen, Nr. 119*. Düsseldorf: VDI-Verlag.

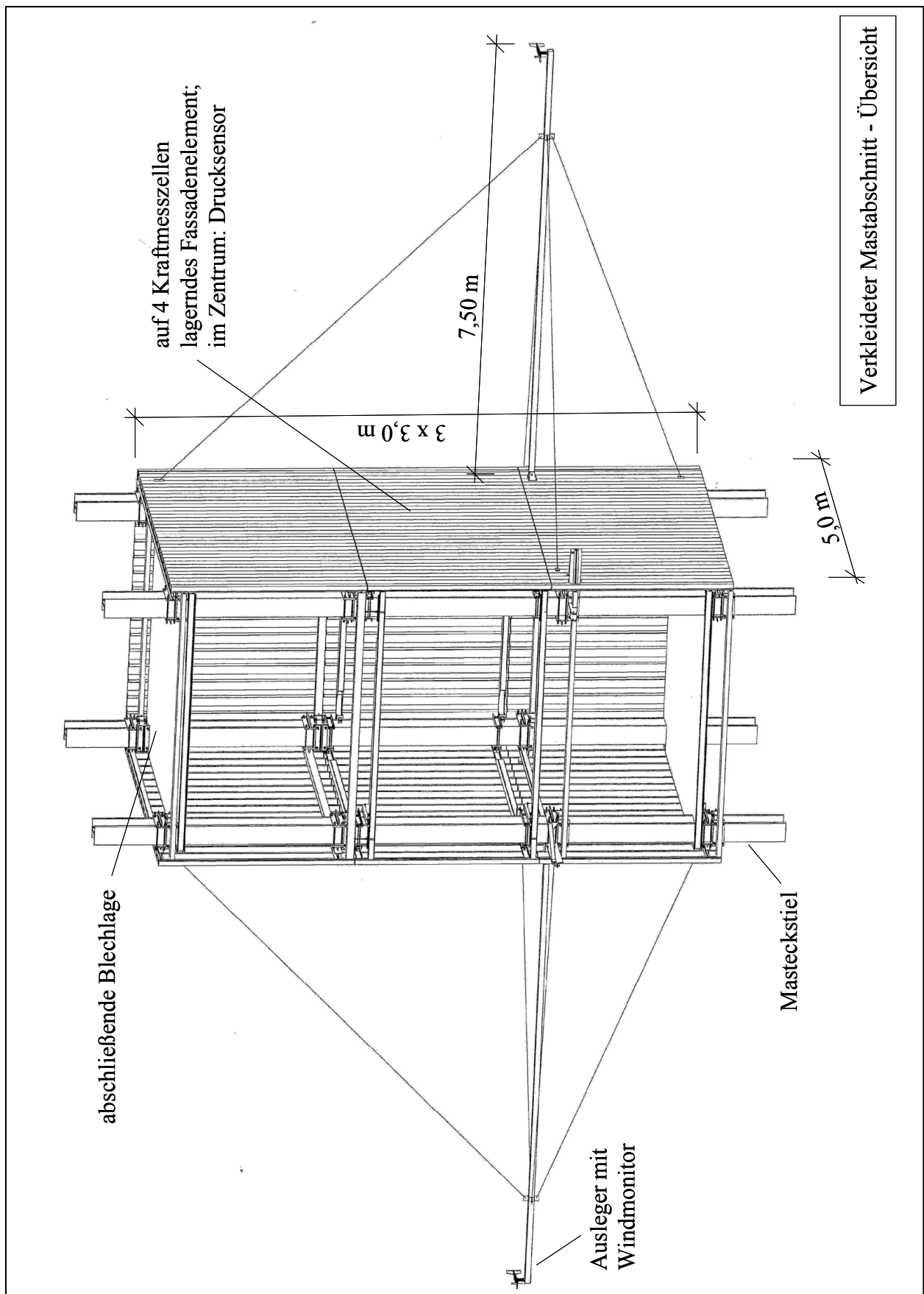
- LOU [1997] Lou, J.: *Quasi-stationäre Modellierung und numerische Simulation der Wind-Wechselwirkung an zylindrischen Bauwerken*. Mitteilung Nr. 97-3, Institut für konstruktiven Ingenieurbau, Ruhr-Universität Bochum.
- MAIER [1988] Maier-Erbacher, J. & Plate, E.J.: *Aerodynamische Belastung zylindrischer Bauwerke - Energieübertragung Turbulenz-Druck*. SFB 210/ET/48 Universität Karlsruhe.
- MILF [1988] Milford, R.V. & Waldeck, J.L.: Statistics of full-scale surface pressures. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **30**: 35-44.
- MONIN [1962] Monin, A.S.: Structure of fields of wind velocity and temperature in the atmospheric boundary layer near the ground. *Trudy A.N., SSSR, Inst. Piz. Atmos.* **4**: 5-20. (zitiert in LAZA [1985])
- MORI [1950] Morison, J.R. et al.: The force exerted by surface waves on piles. *Journal of Petroleum Techniques* **189**: 61-67.
- MURA [1997] Murakami, S.: Overview of turbulence models applied in CWE-1997. In G. Solari (Hrsg.), *Proc. of the 2nd European & African Conference on Wind Eng, Genova, Italy, 22-26 June 1997*: 3-24.
- MURA [2002] Murakami, S.: Setting the scene: CFD and symposium overview. *Wind and Structures* **5** (2-4): 83-88.
- MÜNCH [2001] Münchener Rückversicherungs-Gesellschaft: Winterstürme in Europa (II) - Schadensanalyse 1999 - Schadenspotenziale.
- NAKA [1984] Nakamura, Y. & Ohya, Y.: The effects of turbulence on the mean flow past two-dimensional rectangular cylinders. *Journal of Fluid Mechanics* **149**: 255-273.
- NAKA [1988] Nakamura, Y., Ohya, Y. & Ozono, S.: The effects of bluff-body mean flow. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **28**: 251-259.
- NATKE [1983] Natke, H.G.: *Einführung in Theorie und Praxis der Zeitreihen- und Modalanalyse*. Braunschweig/Wiesbaden: Vieweg-Verlag.
- NIEM [1990] Niemann, H.-J.: Dynamic response of cantilevered structures to wind turbulence. In W.B. Krätzig et al. (Hrsg.), *Structural Dynamics; Proc. of the Europ. Conf. on Structural Dynamics, Eurodyn 1990, Bochum, 5-7 June 1990*: 1123-1131. Rotterdam: Balkema.
- NIEM [1994] Niemann, H.-J.: Das Verfahren zur Erfassung der Böenwirkung nach CEN 1 - Ein Vergleich mit der Vornorm DIN 1055 Teil 40 und dem ISO-Standard 4354. In H.J. Niemann (Hrsg.), *Windlastnormen nach 1992*, WtG-Berichte Nr. 2.
- NIEM [1995] Niemann, H.-J.: Das Merkblatt "Windkanalversuche in der Gebäudeaerodynamik" der Windtechnologischen Gesellschaft. In E. Plate (Hrsg.), *Windprobleme in dichtbesiedelten Gebieten*, WtG-Berichte Nr. 3.
- NIEM [1996a] Niemann, H.-J., Höffer, R., Hölscher, N. & Kasperski, M.: Dynamic wind actions. In W.B. Krätzig & H.J. Niemann (Hrsg.), *Dynamics of Civil Engineering Structures*: 73-105. Rotterdam: Balkema.
- NIEM [1996b] Niemann, H.-J., Flaga, A., Höffer, R., Hölscher, N. & Kasperski, M.: Structural response to wind loads. In W.B. Krätzig & H.J. Niemann (Hrsg.), *Dynamics of Civil Engineering Structures*: 245-280. Rotterdam: Balkema.
- NIEM [1996c] Niemann, H.-J. & Höffer, R.: Aerodynamic damping. In W.B. Krätzig & H.J. Niemann (Hrsg.), *Dynamics of Civil Engineering Structures*: 157-160. Rotterdam: Balkema.
- NIEM [1997] Niemann, H.-J.: Die Spektraldichte der Windturbulenz als Grundlage zur rechnerischen und experimentellen Untersuchung böenerregter Schwingungen. In H. Sockel (Hrsg.), *Windkanalanwendungen für die Baupraxis*, WtG-Berichte Nr. 4.
- NIEM [2003] Niemann, H.-J. & Peil, U.: Windlasten auf Bauwerke. *Stahlbaukalender 2003*: 674-748.
- NÖLLE [1991] Nölle, H.: *Schwingungsverhalten abgespannter Maste im böigen Wind*. Dissertation, Technische Universität Karlsruhe.
- OBUK [1962] Obukhov, A.M.: Some special features of atmospheric turbulence. *Journ. Geophys. Res.* **67**: 3011-3014. (zitiert in LAZA [1985])

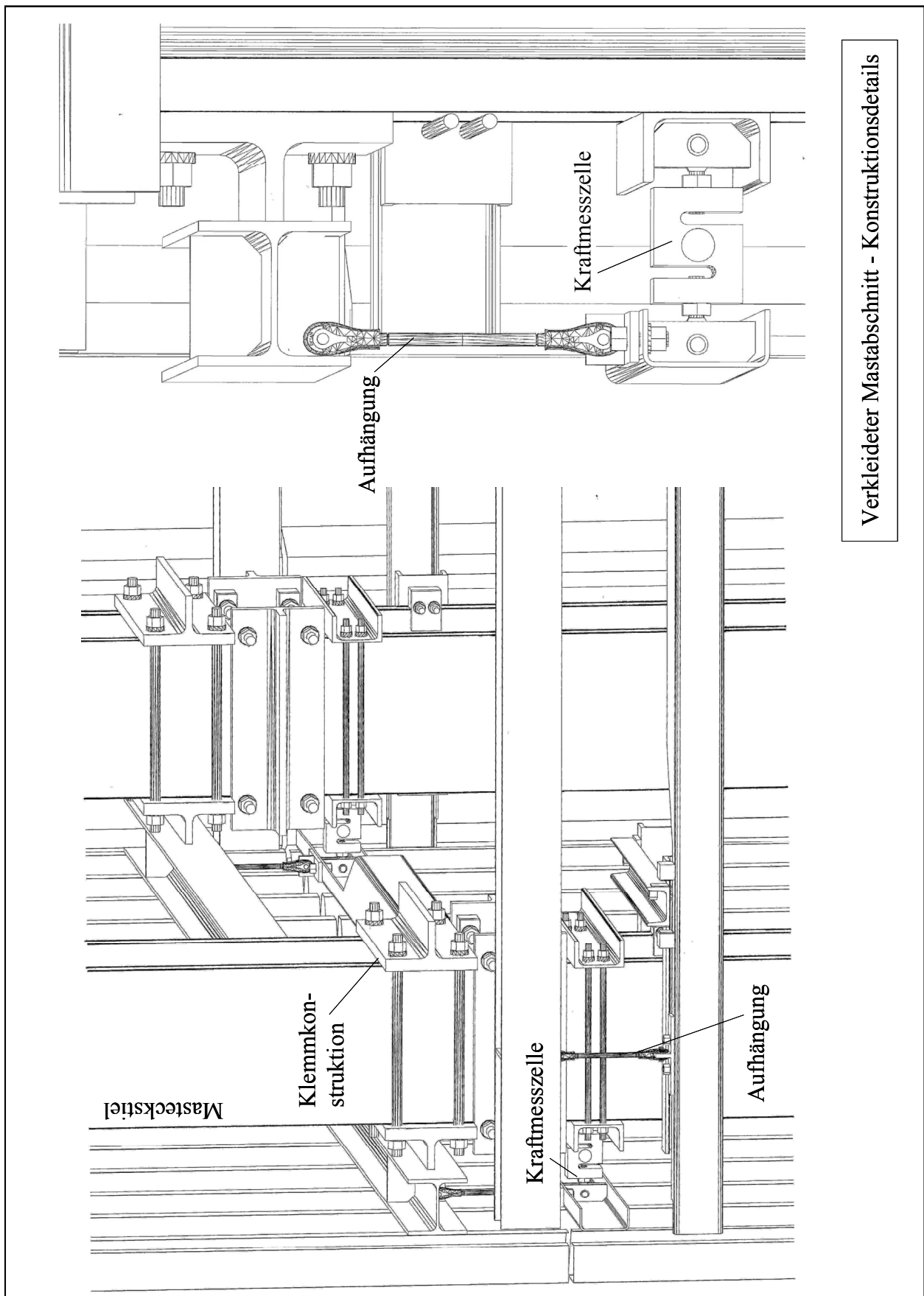
- OKAJ [1997] Okajima, A., Matsumoto, T. & Kimura, S.: Force measurement and flow visualization of bluff bodies in oscillatory flow. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **69-71**: 213-228.
- PANG [1978] Panggabean, H.: *Schwingungsverhalten von turmartigen Tragwerken unter aerodynamischer Belastung*. Beiträge zur Anwendung der Aeroelastik im Bauwesen, Heft 10, TU München.
- PAGN [1999] Pagnini, L.C. & Solari, G.: Damping of steel poles and monotubular towers under wind action. In A. Larsen, G.L. Larose & F.M. Livesey (Hrsg.), *Wind Engineering into the 21st Century; Proc. of the 10th Int. Conf. on Wind Eng., Copenhagen, 21-24 June 1999*: 509-516. Rotterdam: Balkema.
- PANO [1974] Panofsky, H.A.: The atmospheric boundary layer below 150 meters. *Annual review of fluid mechanics* **6**: 147-177.
- PANO [1975] Panofsky, H.A.: Summary paper for session 1, Wind structure. *Proc. of the 4th Int. Conf. On Wind Effects on Buildings and Structures, Heathrow*: 3-6.
- PEIL [1990] Peil, U. & Nölle, H.: Measurement of wind load and response of a guyed mast. In W.B. Krätzig et al. (Hrsg.), *Structural Dynamics; Proc. of the Europ. Conf. on Structural Dynamics, Eurodyn 1990, Bochum, 5-7 June 1990*: 1161-1168. Rotterdam: Balkema.
- PEIL [1993a] Peil, U.: Baudynamik. *Stahlbau Handbuch, Band 1 Teil A*. Düsseldorf: Stahlbauverlagsgesellschaft mbH.
- PEIL [1993b] Peil, U. & Nölle, H.: *Auswirkung der Rauigkeit der Erdoberfläche in Bezug auf die dynamische Windbeanspruchung hoher Bauwerke*. Abschlussbericht zu einem von der DFG geförderten Forschungsvorhaben. Lehrstuhl für Stahlbau und Leichtmetallbau, Universität Karlsruhe.
- PEIL [1994] Peil, U. & Egner, R.: Zur Windbelastung hinterlüfteter Fassadenelemente. *Bauingenieur* **69**: 109-115.
- PEIL [1996a] Peil, U., Nölle, H. & Wang, Z.H.: Nonlinear dynamic behaviour of guys and guyed masts under turbulent wind load. *Journal of the International Association for Shell and Spatial Structures: IASS* **37**: 77-88.
- PEIL [1996b] Peil, U. & Telljohann, G.: Lateral turbulence and dynamic response. In G. Augusti, C. Borri & P. Spinelli (Hrsg.), *Proc. of the 3th Europ. Conf. on Structural Dynamics: Eurodyn 1996; Florence, Italy, 5-8 June 1996*: 207-211. Rotterdam: Balkema.
- PEIL [1998a] Peil, U.: Dynamic behaviour of ropes and guyed masts. In K.T. Thomopoulos, C.C. Baniotopoulos & A.V. Avdelas (Hrsg.), *Proc. of the 3rd National Conference on Steel Structures, Thessaloniki, 30-31 October 1998*: 209-220. Metal Structures Research Society (M.S.R.S.).
- PEIL [1998b] Peil, U.: Life cycle prediction of guyed masts. *SEWC 1998, San Francisco, 19-23 July 1998*: Paper T150-2.
- PEIL [1999] Peil, U. & Behrens, M.: Lebensdauer von Licht- und Ampelmasten im böigen Wind. In C. Verwiebe (Hrsg.), *Winderregte Schwingungen von Tragwerken*. WtG-Berichte Nr. 6.
- PEIL [2000a] Peil, U. & Behrens, M.: Ermüdung von Beleuchtungs- und Signalmasten durch den böigen Wind. Deutscher Ausschuss für Stahlbau DASt (Hrsg.), *Forschungsbericht 1/2000*. Düsseldorf: Stahlbauverlagsgesellschaft mbH.
- PEIL [2000b] Peil, U. & Behrens, M.: Dynamisches Verhalten von Lichtmasten. *Dynamische Probleme - Modellierung und Wirklichkeit*, 6. Tagung am 5.-6. Oktober 2000, Mitteilung des Curt-Risch-Instituts Hannover: 347-366.
- PEIL [2002a] Peil, U. & Behrens, M.: Fatigue of tubular steel lighting columns under wind load. *Wind & Structures* **5**(5): 463-478.
- PEIL [2002b] Peil, U., Behrens, M. & Nahrath, N.: Dynamic response of high and slender structures under wind load. In H. Grundmann & G. Schuëller (Hrsg.), *Proc. of the 5th Europ. Conf. on Structural Dynamics: Eurodyn 2002; Munich, Germany, 2-5 September 2002*. Rotterdam: Balkema.
- PEIL [2003a] Peil, U. & Behrens, M.: Validierung aerodynamischer Admittanzansätze. *Baudynamik*, VDI-Tagung am 14. und 15. Mai 2003, VDI-Berichte 1754: 287-302.

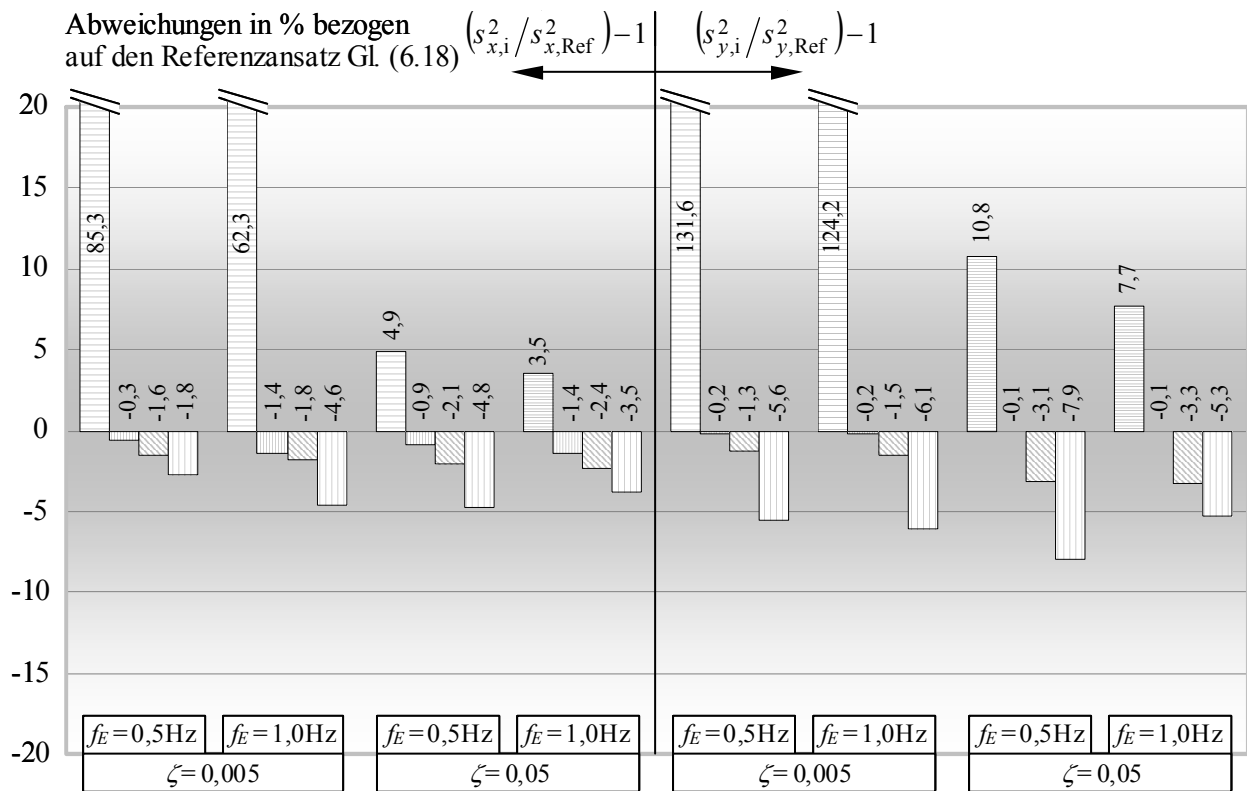
- PEIL [2003b] Peil, U. & Behrens, M.: Aerodynamic admittance models checked by full-scale measurements. In 11th *International Conference on Wind Engineering; Proc., Lubbock, Texas/USA, 2.-5. June 2003*.
- PETE [1975] Peterka, J.A. & Cermak, J.E.: Wind pressures on buildings - probability densities. *Journal of the Structural Division ASCE* **101**(6): 1255-1267.
- PETE [1983] Peterka, J.A.: Selection of local peak pressure coefficients for wind tunnel studies of buildings. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **13**: 477-488.
- PETERS [1996] Petersen, Chr.: *Dynamik der Baukonstruktionen*. Braunschweig/Wiesbaden: Vieweg.
- PICC [1998] Piccardo, G. & Solari, G.: Generalized equivalent spectrum technique. *Wind and Structures* **1**(2): 161-174.
- PLATE [1995] Plate, E.: Windprofile in der Aerodynamik. In E. Plate (Hrsg.), *Windprobleme in dichtbesiedelten Gebieten*, WtG-Berichte Nr. 3.
- POSP [1999] Pospíšil, S.: Correlation of pressures on an aeroelastic model of a tall building. In A. Larsen, G.L. Larose & F.M. Livesey (Hrsg.), *Wind Engineering into the 21st Century; Proc. 10th Int. Conf. on Wind Eng., Copenhagen, 21-24 June 1999*: 685-690. Rotterdam: Balkema.
- PREN [1991] Prenninger, P.H.W.: Frequency-dependent wind load coefficients of rectangular cylinders. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **38**: 213-225.
- RICE [1958] Rice, S.O.: Mathematical analysis of random noise. In N. Wax (Hrsg.), *Selected papers on noise and stochastic processes*. New York: Dover Publications. (zitiert in PETERS [1996])
- RICH [1999] Richards, P.J., Hoxey, R.P. & Short, J.L.: Spectral models of the atmospheric surface layer. In A. Larsen, G.L. Larose & F.M. Livesey (Hrsg.), *Wind Engineering into the 21st Century; Proc. 10th Int. Conf. on Wind Eng., Copenhagen, 21-24 June 1999*: 315-321. Rotterdam: Balkema.
- RICH [2000] Richards, P.J., Hoxey, R.P. & Short, J.L.: Wind pressures on a 6 m cube. Volume of abstracts IV. *Proc. 4th International Colloquium on Bluff Body Aerodynamics & Applications, Bochum, 11-14 September 2000*.
- RICH [2002] Richards, P.J., Quinn, A.D. & Parker, S.: A 6 m cube in an atmospheric boundary layer flow - Part 2. Computational solutions. *Wind and Structures* **5** (2-4): 177-192.
- RICHA [1997] Richardson, G.M., Hoxey, R.P., Robertson, A.P. & Short, J.L.: The Silsoe Structures Building: Comparison of pressure measured at full scale and in two wind tunnels. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **72**: 187-197.
- ROBE [1977] Robertson, J.M., Wedding, J.B., Peterka, J.A. & Cermak, J.E.: Wall pressures of separation - reattachment flow on a square prism in uniform flow. *Journal of Industrial Aerodynamics* **2**: 345-359.
- ROBE [1998] Robertson, A.P., Hoxey, R.P., Short, J.L., Ferguson, W.A. & Blackmore, P.A.: Prediction of structural loads from fluctuating wind pressures: Validation from full-scale force and pressure measurement. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **74-76**: 631-640.
- ROTE [1986] Rotert, D.: Zu den Vernachlässigungen bei der Berechnung der Windkraft innerhalb der Spektralmethode. *Bauingenieur* **61**: 277-279.
- ROTTA [1972] Rotta, J.C.: *Turbulente Strömungen*. Bd. 15 der Reihe: Leitfäden der angewandten Mathematik und Mechanik. Stuttgart: B.G. Teubner.
- RUSCH [1982] Ruscheweyh, H.: *Dynamische Windwirkung an Bauwerken, Bd. 1 und 2*. Wiesbaden/Berlin: Bauverlag GmbH.
- SAKA [1982] Sakamoto, H. & Arie, M.: Flow around a cubic body immersed in a turbulent boundary layer. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **9**: 275-293.
- SCHE [1981] Scherer, R.J. & Schuëller, G. I.: Zur Genauigkeit und Leistungsfähigkeit der Spektralmethode. Berichte zur Zuverlässigkeitstheorie der Bauwerke, Heft 60/1981, Sonderforschungsbereich 96, TU München.
- SCHE [1994] Scherer, R.J. & Steurer, Chr.: Ein integriertes, probabilistisches Sicherheitskonzept für die aerodynamische Beanspruchung ermüdungsgefährdeter Bauwerke und Bauwerksteile. Kurzbericht zu Teilprojekt B13 des Sonderforschungsbereichs 210, Universität Karlsruhe.

- SCHL [1982] Schlichting, H.: *Grenzschicht-Theorie*. Karlsruhe: Verlag G. Braun.
- SCHRA [1994] Schrader, P.: *Die statistische Stabilität gemessener integraler Längenmaße und anderer Windparameter*. Sonderforschungsbereich Tragwerksdynamik, Ruhr-Universität Bochum. SFB 151, Berichte Nr. 26.
- SCHRO [1980] Schroers, H., Lösslein, H. & Zilch, K.: Untersuchung der Windstruktur bei Starkwind und Sturm. *Meteorologisches Rundschreiben* **42**.
- SCHRO [1981] Schroers, H. & Zilch, K.: Messungen der Starkwindstruktur und deren Auswirkungen auf das Windlastkonzept von Bauwerken. *Konstruktiver Ingenieurbau-Berichte - Gebäudeaerodynamik*. Ruhr-Universität Bochum. Heft 35/36: 133-139.
- SEIF [2002] Seifert, M.: Windenergieanlagen mit großen Nabenhöhen. *Windkraftjournal* 02/2002.
- SHIN [1972] Shinozuka, M.: Digital simulation of random processes and its applications. *Journal of Sound and Vibrations* **25**(1): 111-128.
- SHIN [1996] Shinozuka, M. & Zhang, R.: Wind induced vibration of high-rise structures. *IUTAM Symposium on Advance in Nonlinear Stochastic Mechanics*: 403-426.
- SIMIU [1973] Simiu, E.: Gust factors and alongwind pressure correlations. *Journal of the Structural Division ASCE* **99**(4): 773-783.
- SIMIU [1974] Simiu, E.: Wind spectra and dynamic alongwind response. *Journal of the Structural Division ASCE* **100**(9): 1897-1910.
- SIMIU [1976] Simiu, E.: Equivalent static wind loads for tall building design. *Journal of the Structural Division ASCE* **102**(4): 719-737.
- SIMIU [1980] Simiu, E.: Revised procedure for estimating along-wind response. *Journal of the Structural Division ASCE* **106**(1): 1-10.
- SIMIU [1986] Simiu, E. & Scanlan, R.H.: *Wind Effects on Structures*. John Wiley & Sons.
- SOCK [1984] Sockel, H.: *Aerodynamik der Bauwerke*. Braunschweig: Vieweg.
- SOIZE [1978] Soize, C.: Gust loading factors with nonlinear pressure terms. *Journal of the Structural Division ASCE* **104**(6): 991-1006.
- SOLA [1988] Solari, G.: Equivalent wind spectrum technique: Theory and applications. *Journal of Structural Engineering ASCE* **114**(6): 1303-1323.
- SOLA [1993a] Solari, G.: Gust Buffeting I: Peak wind velocity and equivalent pressure. *Journal of Structural Engineering ASCE* **119**(2): 365-382.
- SOLA [1993b] Solari, G.: Gust Buffeting II: Dynamic alongwind response. *Journal of Structural Engineering ASCE* **119**(2): 383-398.
- STAT [1997] Stathopoulos, T.: Computational wind engineering: Past achievements and future challenges. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **67-68**: 509-532.
- STAT [2002] Stathopoulos, T.: The numerical wind tunnel for industrial aerodynamics: Real or virtual in the new millenium? *Wind and Structures* **5**(2-4): 193-208.
- STEAL [1991] Stearns, S.D.: *Digitale Verarbeitung analoger Signale*. München: R. Oldenbourg Verlag.
- STULL [1988] Stull, R.B.: *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. Dordrecht/Boston/London: Kluwer Academic Publishers.
- TAMU [2000] Tamura, Y., Kikuchi, H. & Kazuki, H.: Wind load combinations and extreme pressure distributions on low-rise buildings. *Wind and Structures* **3**(4): 279-289.
- TAYL [1938] Taylor, G.I.: The spectrum of turbulence. *Proc. Royal Society*, A164: 476-490. (zitiert in [HENG 1999])
- TELL [1998] Telljohann, G.: *Turbulenzmodellierung des Windes für Schwingungsuntersuchungen hoher, schlanker Bauwerke*. Dissertation, Technische Universität Braunschweig.
- THOM [1995] Thomas, G., Sarkar, P.P. & Metha, K.C.: Identification of admittance functions for wind pressures from full-scale measurements.. In Indian Society for Wind Engineering (Hrsg.), *Proc. of the 9th Int. Conf. on Wind Eng., New-Dehli, India, 9-13 January 1995*.
- TONIS [1989] Tonis, D.: *Zum dynamischen Verhalten von Abspannseilen*. Dissertation, Universität der Bundeswehr München: Lehrstuhl und Laboratorium für Stahlbau.





- VAIC [1975a] Vaicaitis, R.: Nonlinear panel response to nonstationary wind forces. *Journal of the Engineering Mechanics Division ASCE* **101**(4): 333-347.
- VAIC [1975b] Vaicaitis, R., Shinozuka, M. & Takeno, M.: Response analysis of tall buildings to wind loading. *Journal of the Structural Division ASCE* **101**(3): 585-600.
- VAIC [1977] Vaicaitis, R. & Simiu, E.: Nonlinear pressure terms and alongwind response. *Journal of Structural Division ASCE* **103**(4): 903-906.
- VELL [1968] Vellozzi, J. & Cohen, E.: Gust response factors. *Journal of the Structural Division ASCE* **94**(6): 1295-1313.
- VICK [1965] Vickery, B.J.: On the flow behind a coarse grid and its use as a model of atmospheric turbulence in studies related to wind loads on buildings. *NPL-AERO-Report No. 1143*.
- VICK [1966] Vickery, B.J.: Fluctuating lift and drag on a long cylinder of square cross-section in a smooth and in a turbulent stream. *Journal of Fluid Mechanics* **25**(3): 481-494.
- VICK [1968] Vickery, B.J.: Load fluctuations in turbulent flow. *Journal of the Engineering Mechanics Division ASCE* **94**(4): 31-37.
- VICK [1972a] Vickery, B.J. & Clark, A.W.: Lift or across-wind response of tapered stacks. *Journal of the Structural Division ASCE* **98**(1): 1-20.
- VICK [1972b] Vickery, B.J. & Kao, K.H.: Drag or along-wind response of slender structures. *Journal of the Structural Division ASCE* **98**(1): 21-36.
- VICK [1983] Vickery, B.J. & Basu, R.I.: Across-wind vibrations of structures of circular cross-section. Part I. Development of a mathematical model for two-dimensional conditions. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **12**: 49-73.
- VICK [1993] Vickery, B.J. & Steckley, A.: Aerodynamic damping and vortex excitation on an oscillating prism in turbulent shear flow. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* **49**: 121-140.
- WACK [1990] Wacker, J. & Plate E.J.: Fatigue caused by wind pressure buffeting on surface elements of high rise buildings. In W.B. Krätzig *et al.* (Hrsg.), *Structural Dynamics; Proc. of the Europ. Conf. on Structural Dynamics, Eurodyn 1990, Bochum, 5-7 June 1990*: 1133-1138.
- WANG [1994] Wang, Z.H.: *Schwingungsverhalten der Abspannseile von Masten unter Berücksichtigung von Böenbelastung*. Dissertation, Technische Universität Karlsruhe.
- WTG [1994] *WtG-Merkblatt über Windkanalversuche in der Gebäudeaerodynamik*. Windtechnologische Gesellschaft, Aachen.
- YEH [1997] Yeh, H. & Wakahara, T.: Wind-induced forces on a slender rectangular-column structure. In G. Solari (Hrsg.), *Proc. 2nd European & African Conf. on Wind Eng., Genova, Italy, 22-26 June 1997*: 945-952.
- YOUNG [1997] Young-Moon, K., Jong-Soo, K., Sang-Dae, K. & Yun-Seok, K.: Dynamic alongwind response of tall buildings. In G. Solari (Hrsg.), *Proc. 2nd European & African Conf. on Wind Eng., Genova, Italy, 22-26 June 1997*: 1295-1302.
- ZHENG [1999] Zheng, W. & Dalton, C.: Numerical prediction of force on rectangular cylinders in oscillating viscous flow. *Journal of Fluids and Structures* **13**: 225-249.
- ZHOU [2001] Zhou, Y. & Kareem, A.: Gust loading factor: New model. *Journal of Structural Engineering ASCE* **127**(2): 168-175.
- ZHOU [2002a] Zhou, Y. & Kareem A.: Mode shape corrections for wind loads effects. *Journal of Engineering Mechanics ASCE* **128**(1): 15-23.
- ZHOU [2002b] Zhou, Y., Kijewski, T. & Kareem, A.: Along-wind load effects on tall buildings: Comparative study of major international codes and standards. *Journal of Structural Engineering ASCE* **128**(6): 788-796.
- ZHOU [2002c] Zhou, Y. & Kareem, A.: Definition of wind profiles in ASCE 7. *Journal of Structural Engineering ASCE* **128**(8): 1082-1086.
- ZILCH [1983] Zilch, K.: *Ein anschauliches Lastkonzept für Hochhäuser in böigem Wind*. Habilitationsschrift, FB Konstruktiver Ingenieurbau, Technische Universität Darmstadt.

ANLAGE 3.1 ÜBERSICHTSZEICHNUNG DES VERKLEIDETEN MASTABSCHNITTS

ANLAGE 3.2 DETAILZEICHNUNGEN DES VERKLEIDETEN MASTABSCHNITTS

ANLAGE 6.1**AUSWIRKUNGEN DIVERSE VEREINFACHUNGEN DES WINDLASTANSATZES
- HIER: THEORETISCHE UNTERSUCHUNG**

Vereinfachungen des Windlastansatzes Gl. (6.18):

 $\dot{x} = 0, \dot{y} = 0$	 $W_{rel}(\bar{u} + u' - \dot{x}) \cong \bar{u}^2 + u'^2 + 2\bar{u}u' - 2\bar{u}\dot{x}$	$\phi_{rel}^{\prime 2} = 0$
 $\phi_{rel}^{\prime 2} = 0$	$W_{rel}(v' - \dot{y}) \cong \bar{u}v' - \bar{u}\dot{y} + u'v'$	
	 $W_{rel} \cdot (\bar{u} + u' - \dot{x}) \cong \bar{u}^2 + 2\bar{u}u' - 2\bar{u}\dot{x}$	$\phi_{rel}^{\prime 2} = 0$
	$W_{rel} \cdot (v' - \dot{y}) \cong (\bar{u}v' - \bar{u}\dot{y})$	

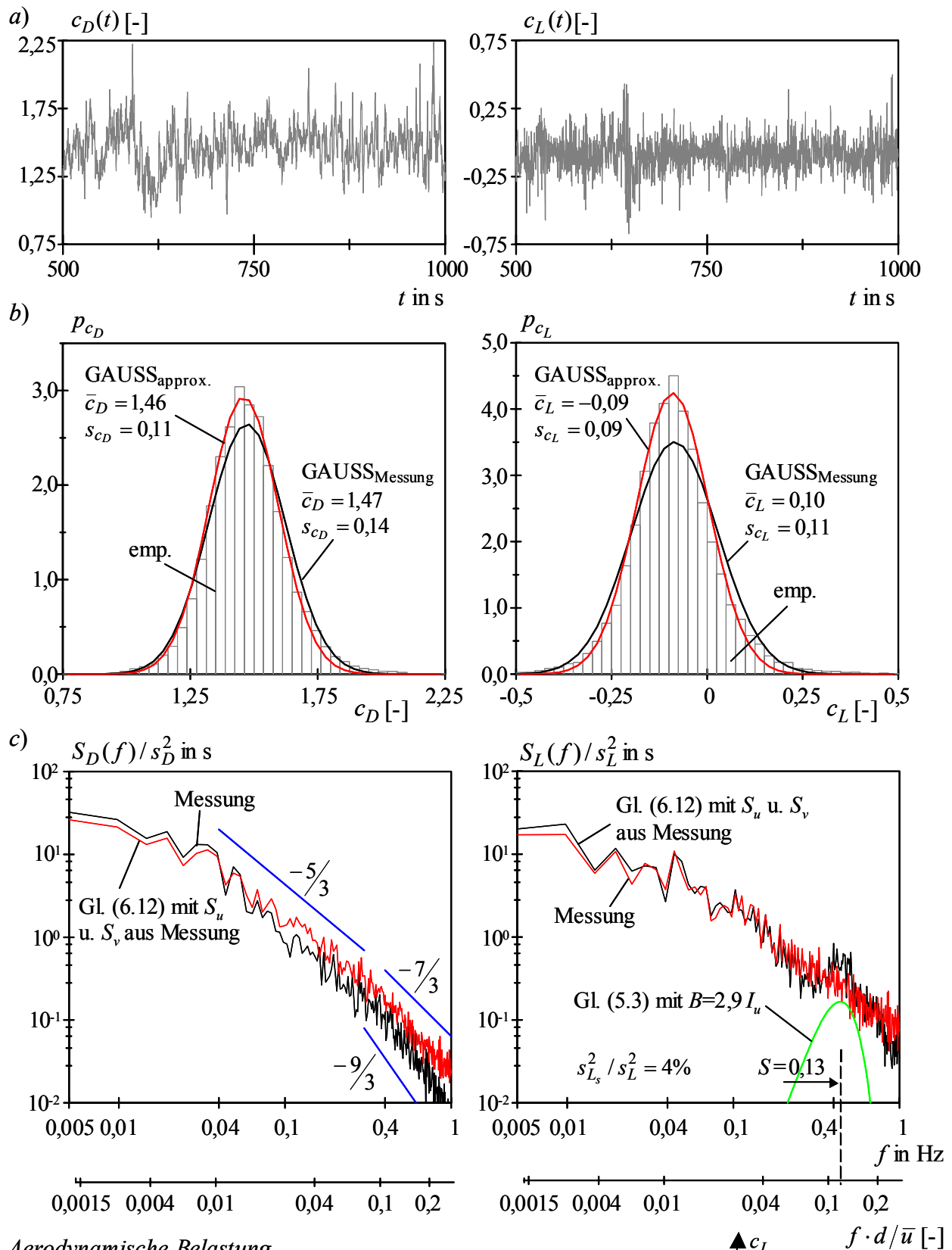
Abweichungen als Folge diverser Vereinfachungen des Windlastansatzes nach Gl. (6.18) bei Zugrundelegung der System- und Windparameter nach Abb. 6.4, Tab. 6.1, 6.2; hier: Gk II

ANLAGE 6.2**AUSWIRKUNGEN DIVERSE VEREINFACHUNGEN DES WINDLASTANSATZES
- HIER: EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNG**

Vereinfachungen des Windlastansatzes		auf den Referenzansatz Gl. (6.2) bezogene Abweichungen in % der statistischen Momente $\bar{F}_{\bar{\varphi}}$ und s_F^2			
Kraftbeiwerte	Turbulenzkomponenten	$\frac{\bar{D}_{\bar{\varphi},i}}{\bar{D}_{\bar{\varphi},\text{Ref}}}$	$\frac{\bar{L}_{\bar{\varphi},i}}{\bar{L}_{\bar{\varphi},\text{Ref}}}$	$\frac{s_{D,i}^2}{s_{D,\text{Ref}}^2}$	$\frac{s_{L,i}^2}{s_{L,\text{Ref}}^2}$
$c_F(\bar{\varphi})$	$v' = 0$	100,3	92,3	98,4	9,2
$c_F(\bar{\varphi}, \varphi'(t))$	$W(\bar{u} + u') \cong \bar{u}^2 + 2\bar{u}u'$ $W v' \cong v' \bar{u}$	98,4	99,0	100,6	97,5
$c_F(\bar{\varphi})$	$W(\bar{u} + u') \cong \bar{u}^2 + 2\bar{u}u'$ $v' = 0$	98,7	90,9	98,7	9,2
$\bar{c}_F + a_F \varphi'(t)$	$W(\bar{u} + u')$ $W v'$	99,5	76,0	112,5	148,7
$\bar{c}_F + a_F \varphi'(t)$	$W(\bar{u} + u') \cong \bar{u}^2 + 2\bar{u}u'$ $v' = 0$	97,9	74,7	111,9	146,1

Auswirkungen diverser Vereinfachungen des Windlastansatzes nach Gl. (6.2) auf die ersten beiden Momente des Einwirkungsprozesses F gemäß Anlage 6.3

ANLAGE 6.3 GEMESSENE UND GESCHÄTZTE AERODYNAMISCHE BELASTUNG



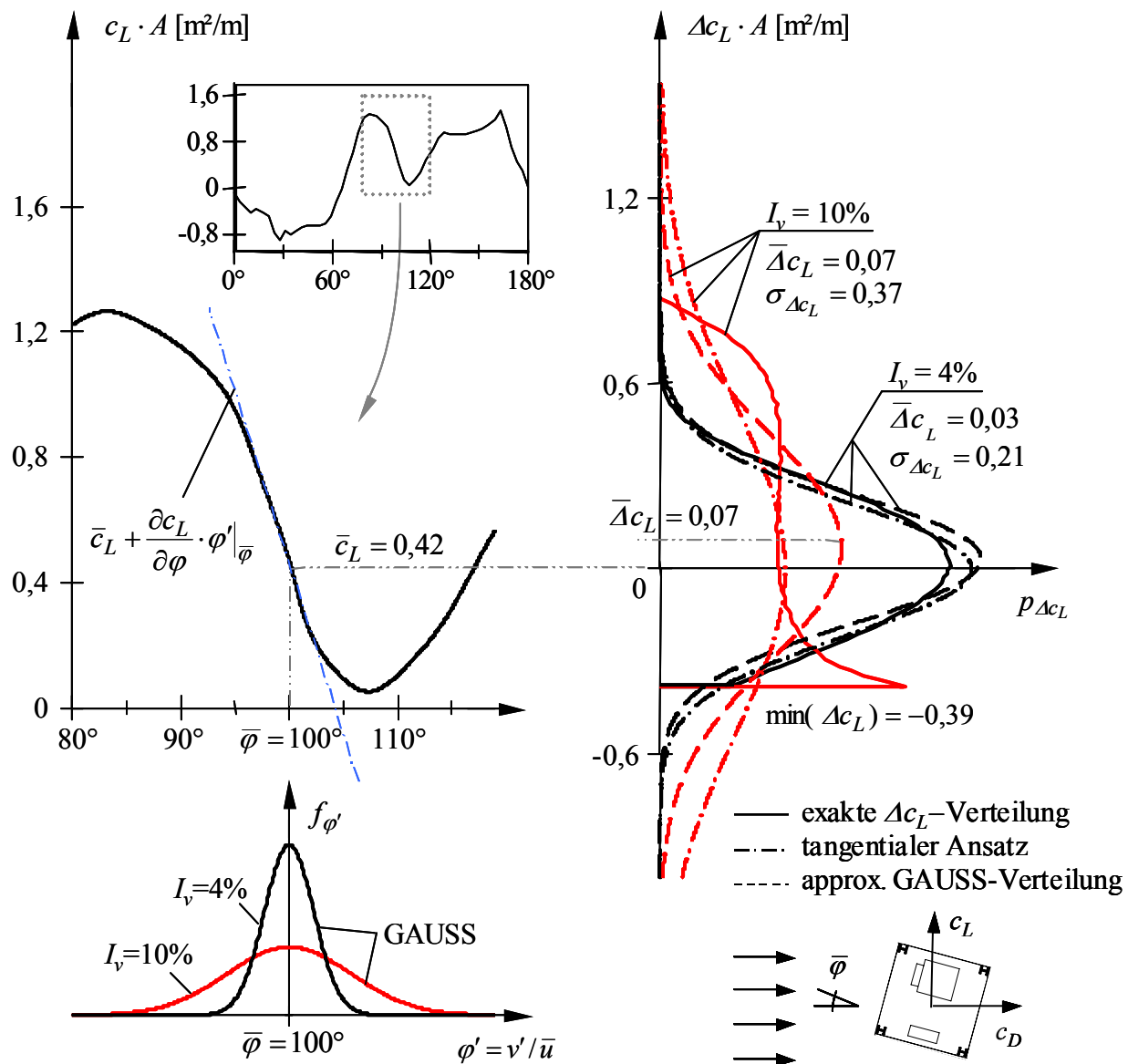
a) Zeitverläufe c_F

b) Verteilungsdichten p_{c_F}

c) Leistungsspektren S_F/s_F^2

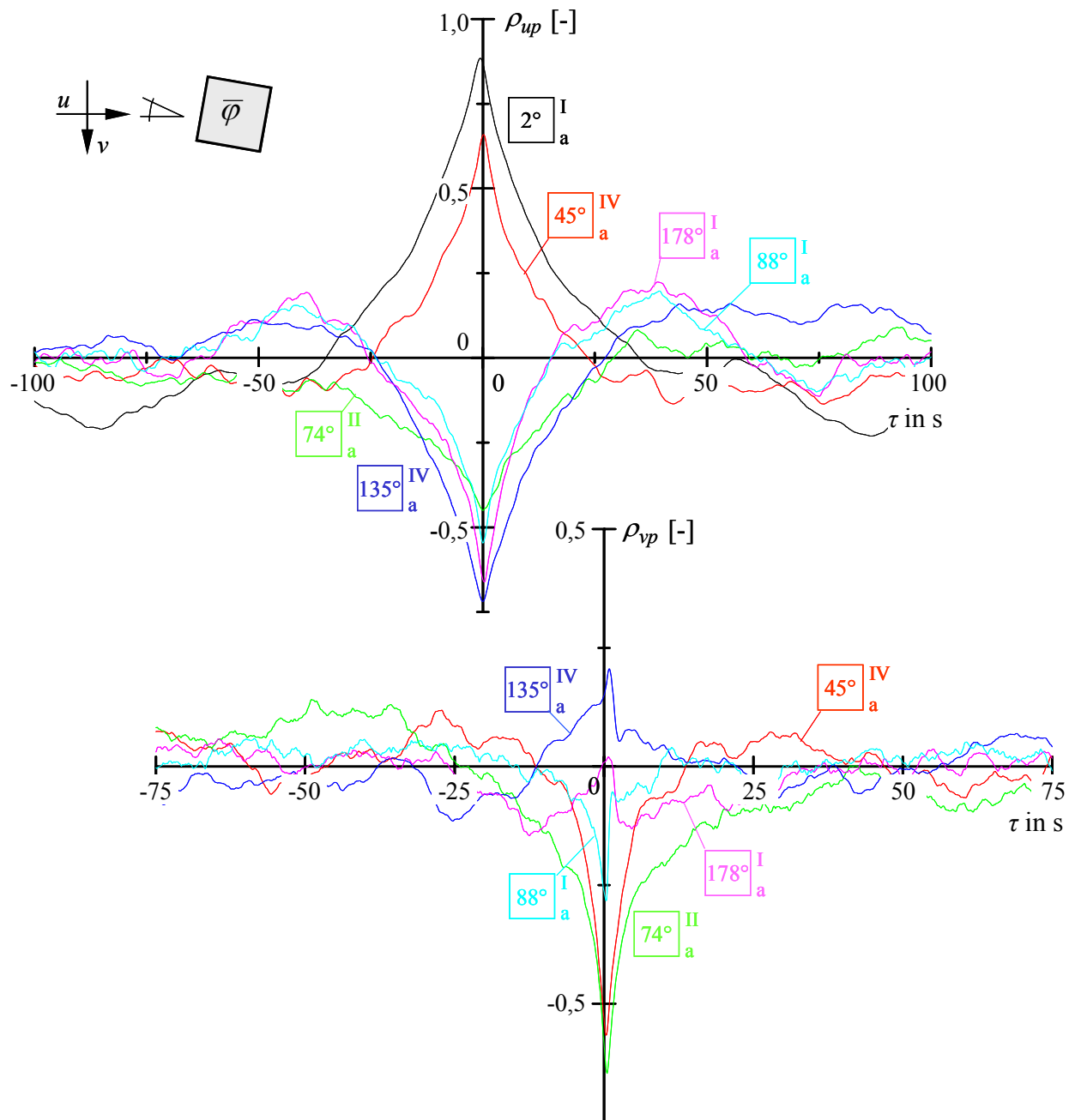
ANLAGE 6.4 VERTEILUNGEN AERODYNAMISCHER KRAFTBEIWERTE ...

... für ein Windkanalmodell des Mastes Gartow infolge Windrichtungsschwankungen φ' .



ANLAGE 6.5 KORRELATIONSFUNKTIONEN ...

... zwischen Winddrücken p im Zentrum der Fassaden und Turbulenzkomponenten u und v .



LEBENS LAUF

Matthias Behrens

geboren am 12. Februar 1968 in Wildeshausen
ledig

SCHULBILDUNG

1974-1980	Grundschule und Orientierungsstufe in Wildeshausen
1980-1987	Gymnasium in Wildeshausen Abschluss: Abitur

WEHRDIENST

01.10.87 - 31.12.88	Panzerartillerie in Schwanewede und Wildeshausen
---------------------	--

PRAKTIKA

01.01.89 - Okt. 89	Firmen des bauausführenden Gewerbes (Stahlbeton-, Mauerwerks- und Holzbau)
--------------------	---

HOCHSCHULBILDUNG

1989 - 1994	Studium des Bauingenieurwesens an der Technischen Universität zu Braunschweig Vertiefungsfächer: Stahlbau, Massivbau, Statik Diplomurkunde vom 05.12.1994 Abschluss: Diplom-Ingenieur
-------------	---

BERUFSTÄTIGKEIT

01.01.95 - 30.06.97	Angestellter im Ingenieurbüro Prof. Hering & Partner, Braunschweig
01.07.97 - 13.06.03	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Stahlbau der Technischen Universität zu Braunschweig; freie Mitarbeit in der Ingenieursozietät Prof. Peil & Partner (IPP), Braunschweig; selbstständiges Aufstellen von baustatischen Berechnungen
seit 15.06.03	Angestellter in der Ingenieursozietät Peil, Ummenhofer & Partner (IPU), Braunschweig